

Richtungskorrelationsuntersuchungen an γ -Kaskaden des ^{106}Pd

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
Fachbereichs Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von
Manfred Scholz
aus Potsdam

Marburg/Lahn 1976

Richtungskorrelationsuntersuchungen an γ -Kaskaden des ^{106}Pd

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
Fachbereichs Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von
Manfred Scholz
aus Potsdam

Marburg/Lahn 1976



Vom Fachbereich Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

als Dissertation angenommen am 29.6.1976

Tag der mündlichen Prüfung am 1.7.1976

Berichterstatter : Doz. Dr. R. Sturm

Mitberichterstatter : Prof. Dr. W. Zickendraht

Inhaltsverzeichnis

<u>1</u>	<u>Einleitung</u>	1
<u>2</u>	<u>Übersicht über bisher durchgeführte Untersuchungen</u>	3
2.1	Das Termschema von $^{106}_{46}\text{Pd}$	3
2.2	Zustände, die beim Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$ angeregt werden	4
2.3	Kernmodelltheoretische Deutungsansätze	18
2.4	Problemstellung	25
<u>3</u>	<u>Grundlagen der $\gamma\gamma$-Richtungskorrelations-Meßmethode</u>	29
3.1	Die Richtungskorrelationsfunktion für ungestörte $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationen bei polarisationsunempfindlicher Beobachtung	29
3.1.1	Zweikomponentige γ -Kaskade	30
3.1.2	Dreikomponentige γ -Kaskade	36
3.2	Vergleich zwischen Theorie und Experiment	37
<u>4</u>	<u>Aufbau der Meßapparatur</u>	46
4.1	Vorbedingungen	46
4.2	Beschreibung der Meßapparatur	48
4.2.1	Blockschaltbild	48
4.2.2	Überblick über die Funktionsweise	53
4.2.3	Anpassung des Analog-Digital-Wandlers ADW (ND) an die Mehrkoordinaten-Registrieranlage	58
4.2.4	Zusatzeinrichtungen	61
4.3	Übersicht über Einstellungsarbeiten	63
<u>5</u>	<u>Richtungskorrelationsmessungen</u>	68
5.1	Radioaktives Präparat	68
5.2	Ablauf der Messungen	69
<u>6</u>	<u>Bestimmung der Richtungskorrelationskoeffizienten</u>	75
6.1	Übersicht über das Auswerteverfahren	75
6.2	Bestimmung der experimentellen Richtungskorrelation	76
6.2.1	Korrigierte Koinzidenzspektren	76
6.2.2	Beschreibungsfunktion im Totalabsorptionsbereich	76
6.2.3	Lebensdauer- und Totzeitkorrektur	80
6.2.4	Bestimmung der experimentellen Richtungskorrelationsfunktion	82

6.3	Raumwinkelkorrektur	8
6.4	Überlagerte Korrelation aus zwei energetisch benachbarten Kaskaden	8
6.5	Übersicht über die Meßergebnisse	8
<u>7</u>	<u>Auswertung der Meßergebnisse</u>	9
7.1	Voraussetzungen	9
7.2	Kaskaden über den 511,8 keV ($J^\pi=2^+$)-Zwischenzustand	9
7.2.1	Kaskaden zwischen Niveaus mit eindeutig festgelegten Drehimpulsquantenzahlen	9
7.2.1.1	Kaskaden vom Typ $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$	9
7.2.1.2	Kaskaden vom Typ $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$	9
7.2.2	Kaskaden vom Typ $J_i \rightarrow 2 \rightarrow 0$ von höherenergetischeren Anregungszuständen	9
7.3	616,2 keV-511,8 keV Kaskade überlagert mit der 621,8 keV-511,8 keV Kaskade	10
7.4	Kaskaden über den 1128,0 keV ($J^\pi=2^+$)-Zwischenzustand	11
7.5	2194,8 keV-511,8 keV Kaskade (a) in der überlagerten Korrelation mit 2193,3 keV-(616,2 keV)-511,8 keV (b)	11
7.5.1	Kaskade (b) vom Typ $0 \rightarrow 2 \dots 2 \rightarrow 0$	11
7.5.2	Kaskade (b) vom Typ $1,2 \rightarrow 2 \dots 2 \rightarrow 0$	11
7.5.3	Bestimmung der Koeffizienten $A_{kk}^{(a)}$	11
7.5.4	Auswertung der $A_{kk}^{(a)}$ -Koeffizienten für die 2194,8 keV-511,8 keV Kaskade	12
<u>8</u>	<u>Übersicht über die Meßergebnisse und Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren</u>	12
8.1	Richtungskorrelationskoeffizienten	12
8.2	Drehimpulsquantenzahlen und Paritäten	12
8.3	Multipolaritäten von γ -Übergängen	13
8.3.1	E2-Übergänge	13
8.3.2	M1/E2-Übergänge	13
8.3.2.1	616,2 keV-Übergang	13
8.3.2.2	1050,1 keV-Übergang	13
8.3.2.3	Übergänge von Zuständen mit Anregungsenergien größer als 2001,0 keV	13
<u>9</u>	<u>Zusammenfassung</u>	13
	<u>Literaturverzeichnis</u>	14

1 Einleitung

Richtungskorrelationsmessungen an γ -Kaskaden sind seit langem ein unumstrittenes Standard-Verfahren zur Bestimmung von Drehimpulsquantenzahlen angeregter Kernzustände und der Multipolarität der entsprechenden γ -Übergänge.

Mit Hilfe dieser Methode wurde eine große Anzahl von Kerndaten aus γ -Zerfällen gewonnen. Zu Beginn der Entwicklung wurden solche Fälle bevorzugt untersucht, in denen günstige Verhältnisse vorlagen, d.h. daß die zu untersuchende γ -Kaskade energetisch gut von den übrigen Komponenten des γ -Spektrums isoliert war und mit einer großen relativen Häufigkeit im Zerfallsschema auftrat.

Richtungskorrelationsmessungen an schwachen Kaskaden in komplexen Zerfallsspektren wurden nur in besonders günstig gelagerten Ausnahmefällen erfolgreich durchgeführt. Mit dem Auftreten neuer Meßmethoden der Kernstrukturforschung (insbesondere Schwerionenanregung und -reaktionen) trat die Richtungskorrelationsmethode etwas in den Hintergrund. Sie wird jedoch in jüngerer Zeit wieder zunehmend zur Untersuchung komplizierter und ungünstiger Zerfallsschemen herangezogen, wie eine größere Anzahl von diesbezüglichen Veröffentlichungen zeigt. Dies ist zum großen Teil auf die jetzt erst voll zum Tragen gekommenen Meß-, Registrier- und Auswertetechniken zurückzuführen, durch die Langzeitstabilität, energetisches Auflösungsvermögen sowie Störsicherheit in bisher nur sehr schwierig zu erreichendem Ausmaß zu verwirklichen sind.

Der Zerfall von ^{106}gRh in angeregte Kernzustände des ^{106}Pd führt zu einem sehr komplexen Zerfallsspektrum, in dem viele der sehr schwachen Kaskadenübergänge, die von höherenergetischen Zuständen ausgehen,

energetisch dicht benachbart liegen. Die experimentell gesicherten Daten in diesem Zerfall beschränken sich hauptsächlich auf die schon länger bekannten niederenergetischen Anregungszustände im ^{106}Pd . Ein Hauptgrund dafür ist in der schwachen Anregung der höherenergetischen Zustände zu suchen: Der Kern ^{106g}Rh ($T_{1/2} \approx 30 \text{ s}$) zerfällt bevorzugt in den Grundzustand sowie in drei niederenergetische Anregungszustände des ^{106}Pd .

Der ^{106}Pd -Kern gilt schon seit längerem als ein typisches Beispiel für sphärische Kerne, die ein bis in das 3-Phononen-Gebiet gut entwickeltes Quadrupol-Vibrations-Spektrum zeigen. Eine weiterführende Beschreibung der Zustände oberhalb dieses Gebiets setzt die experimentelle Sicherung weiterer Kerndaten voraus. Von einem Verständnis aller bisher gefundenen Zustände im Zerfallsschema (ca. 40) ist man jedoch noch weit entfernt.

In dieser Arbeit wird über $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen berichtet, die an Kaskadenübergängen aus dem Zerfall von ^{106g}Rh durchgeführt wurden, mit dem Ziel, weitere Informationen über die Drehimpulsquantenzahlen höherenergetischer Zustände im ^{106}Pd und die Multipolaritäten der bei ihrem Zerfall emittierten γ -Strahlung zu gewinnen. Die simultan registrierten Richtungsverteilungen ausgewählter Kaskadenübergänge umfassen sowohl sehr schwache Kaskaden, ausgehend von höherenergetischen Zuständen als auch zur Kontrolle der Ergebnisse starke Kaskaden aus den bekannten niederenergetischen Zuständen.

2 Übersicht über bisher durchgeführte Untersuchungen

2.1 Das Termschema von $^{106}_{46}\text{Pd}$

Die angeregten Zustände des $^{106}_{46}\text{Pd}$ sind der γ -spektroskopischen Messung durch vielerlei Arten der Anregung zugänglich. Am besten bekannt ist der Grundzustandszerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$ ($T_{1/2}=29,9$ s), der bereits von zahlreichen Autoren (z.B. [14] ... [17], [19]...[23], [39], [44], [63]) experimentell untersucht worden ist. Er führt zu einer großen Zahl von Zuständen des Nuklids $^{106}_{46}\text{Pd}$.

Daneben sind noch drei andere radioaktive Einspeisungskanäle bekannt:

- a) β^- -Zerfall des $^{106\text{m}}_{45}\text{Rh}$ ($T_{1/2}=132$ min), (vgl. z.B. [25],[26])
- b) β^+ -Zerfall bzw. Elektroneneinfang des $^{106\text{g}}_{47}\text{Ag}$ ($T_{1/2}=24$ min), (vgl. z.B. [19],[27])
- c) Elektroneneinfang des $^{106\text{m}}_{47}\text{Ag}$ ($T_{1/2}=8,4$ d), (vgl. z.B. [19],[28]).

Durch diese vier Einspeisungskanäle werden insgesamt ca. 40 verschiedene Anregungszustände des $^{106}_{46}\text{Pd}$ bevölkert, davon die überwiegende Zahl durch den $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall.

Zusammen mit Anregungszuständen, die aus Kernreaktionsmessungen wie direkter (d,p)-Reaktion und (n, γ)-Reaktion, sowie Proton-Proton Streuexperimenten bekannt sind ([29] ... [33]), wurden bis jetzt ca. 75 Anregungsniveaus des $^{106}_{46}\text{Pd}$ gefunden. Entsprechend vielfältig ist die Zahl der γ -Übergänge: Es sind davon ca. 180 verschiedene nachgewiesen worden. Eine Zusammenstellung der bis 1974 vorliegenden Meßergebnisse ist in den "Nuclear Data Sheets(A=106)" [24] veröffentlicht worden. Die dort berechneten Mittelwerte der Anregungsenergien

werden in der vorliegenden Arbeit als Diskussionsgrundlage verwendet.

2.2 Zustände, die beim Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$ angeregt werden

Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird auf die Darstellung der Gesamtheit der beim Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$ angeregten Niveaus des $^{106}_{46}\text{Pd}$ verzichtet. (Vgl. dazu Strutz et al. [21], Marsol und Ardisson [23] sowie Hsue et al. [63].) Stattdessen wird in Fig. 1 ein Ausschnitt aus dem Gesamtzerfallsschema des $^{106}_{45}\text{Rh}$ dargestellt, in dem nur diejenigen Anregungszustände und Übergänge im Termschema des $^{106}_{46}\text{Pd}$ eingezeichnet sind, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht werden oder bei den Untersuchungen mittelbar eine Rolle spielen. Nach links aufsteigend sind diejenigen γ -Übergänge dargestellt, die in Koinzidenz mit dem γ -Übergang von 511,8 keV gemessen werden; nach rechts aufsteigend die in Koinzidenz mit dem γ -Übergang von 616,2 keV.

Spin und Parität sind für die niederenergetischen Zustände bis etwa hinauf zu $E=2001,0$ keV durch verschiedene vorangegangene Untersuchungen eindeutig festgelegt. Neben Richtungskorrelationsmessungen liegen Untersuchungen mit anderen Meßmethoden vor. Hierbei handelt es sich in erster Linie um Messungen von Konversionskoeffizienten am Zerfall des $^{106\text{m}}_{47}\text{Ag}$ (z.B. [26], [34]), Coulombanregungsexperimente (z.B. [32]) sowie Untersuchungen durch (p,p') -Streuung (z.B. [33]), direkter (d,p) -Reaktion (z.B. [31]), (p,α) -Reaktion (z.B. [31]) und (n,γ) -Reaktionen (z.B. [29], [30]).

Die Untersuchungen durch Einspeisung aus dem β^- -Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$ hat den Vorteil, daß als Ausgangsnuklid das langlebige $^{106}_{44}\text{Ru}$ ($T_{1/2}=368,2$ d) verwendet werden kann, was die Durchführung der Messung sehr

Ausschnitt aus dem Zerfallschema $^{106}\text{Ru}/^{106}\text{Rh} \xrightarrow{\beta^-} ^{106}\text{Pd}$

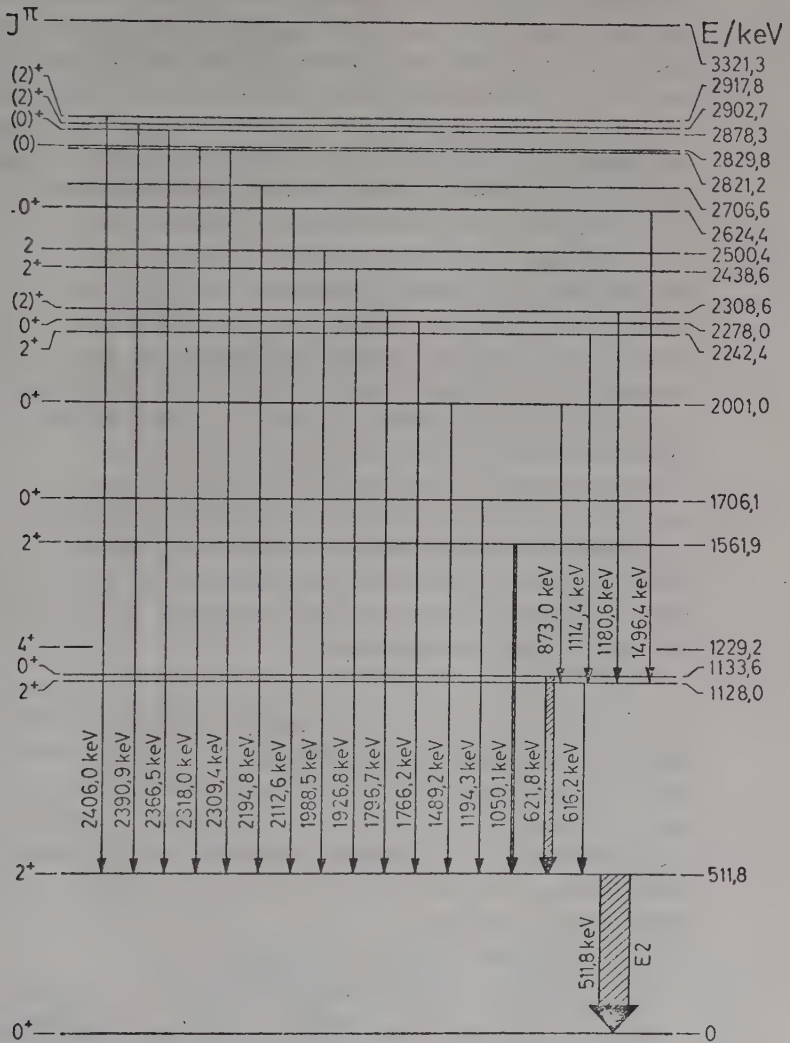


Fig. 1:

$^{106}\text{Pd}^{60}_{46}$

erleichtert. $^{106}_{44}\text{Ru}$ zerfällt aus dem Grundzustand mit Spin und Parität $J^\pi=0^+$ in den kurzlebigen 29,9 s-Grundzustand des $^{106}_{45}\text{Rh}$. Der Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$ ist deshalb mit dem β^- -Zerfall des $^{106}_{44}\text{Ru}$ praktisch im radioaktiven Gleichgewicht. Für den Übergang $^{106}_{44}\text{Ru} \xrightarrow{\beta^-} ^{106}_{45}\text{Rh}$ ist $\log ft=4,31$ (Mittelwert nach Bertrand [24]). Nach den von Raman und Gove [64] formulierten Regeln gilt für den Bereich $3,6 < \log ft < 5,9$ folgender empirischer Zusammenhang: Ist einer der beteiligten Zustände ein $J^\pi=0^+$ -Zustand, dann ist der andere Zustand ein $J^\pi=1^+$ -Zustand. Die so getroffene Zuordnung von Spin und Parität $J^\pi=1^+$ zum Grundzustand des $^{106}_{45}\text{Rh}$ wird unterstützt durch Meßergebnisse verschiedener Autoren (z.B. [35]...[38]) an den β^- -Übergängen in die energetisch niedrigen Zustände des $^{106}_{46}\text{Pd}$. Die von Bertrand [24] angegebenen Mittelwerte zeigen, daß die β^- -Zerfälle des $^{106}_{45}\text{Rh}$ fast ausschließlich die $J^\pi=0^+$ -Zustände ($E=0$ keV und $E=1133,6$ keV) sowie $J^\pi=2^+$ -Zustände ($E=511,8$ keV und $E=1561,9$ keV) bevölkern. Die $\log ft$ -Werte dieser Übergänge liegen im Bereich $5,1 \pm \log ft \leq 6,3$ ([24],[19],[21],[23]). Nach Raman und Gove [64] sind diese Werte nur vereinbar mit $J^\pi=1^+$ für den $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Grundzustand.

Die hier interessierenden Meßergebnisse verschiedener Autoren für Zustände und γ -Übergänge im $^{106}_{46}\text{Pd}$ sind in Tab. 2.1 und Abschnitt 8.3 zusammengefaßt. Tab. 2.1 enthält Meßergebnisse vorwiegend jüngerer Untersuchungen zur Bestimmung von J^π -Werten ausgewählter $^{106}_{46}\text{Pd}$ -Zustände. Die aufgeführten Meßergebnisse wurden aus folgenden Meßmethoden bestimmt:

1) $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen (RKM)

- | | | |
|--|---------------------|------|
| a) Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$: | Koch et al. | [41] |
| | Weigt et al. | [40] |
| (unvollst. RKM) | Strutz et al. | [21] |
| | Avignone, Pinkerton | [39] |
| | Hsue et al. | [63] |
| b) Zerfall des $^{106m}_{47}\text{Ag}$: | Weigt et al. | [40] |

Energie der Anregungs- zustände (nach [24])	Autor	Koch [41]	Rao [19]	Weigt [40]	Robinson [32]	Strutz [21]	Dittmer [31]	Bollinger [29]	Avignone [39]	Osceva [20]	Issue [63]
511,8 keV		2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	1 ⁺ , 2 ⁺	2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺
1128,0 keV		2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	0 ⁺	0 ⁺ , 1 ⁺ , 2 ⁺	2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺
1133,6 keV		0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	4 ⁺	0 ⁺	0 ⁺ , 1 ⁺ , 2 ⁺ (3 ⁺ , 4 ⁺)	1 ⁺ , 4 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺
1229,2 keV		2	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	1 ⁺ , 2 ⁺	2 ⁺ , 3 ⁺	0 ⁺	4 ⁺	2 ⁺
1561,9 keV			1 ⁺	2 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺ , 1 ⁺	0 ⁺ , 5 ⁺	0 ⁺	2 ⁺	0 ⁺
1706,1 keV			0 ⁺		0 ⁺		2 ⁺ , 3 ⁺	0 ⁺ , 5 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺
2001,0 keV			0 ⁺					(2, 3) ⁺	0 ⁺	2 ⁺	0 ⁺
2242,4 keV								0 ⁺ , 1 ⁺ , 4 ⁺ , 5 ⁺	1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺	
2278,0 keV						0 ⁺	(2 ⁺ , 3 ⁺)	(2, 3) ⁺	2 ⁺		
2308,6 keV						1 ⁺ , 2 ⁺	(1 ⁺ , ... 5 ⁺)		0 ⁺		
2438,6 keV						1 ⁺ , 2 ⁺	2 ⁺ , 3 ⁺		2 ⁺		
2500,4 keV						0 ⁺	0 ⁺ , ... 5 ⁺	(2, 3) ⁺	2 ⁺		
2624,4 keV						0 ⁺		0 ⁺ , 1 ⁺ , 4 ⁺ , 5 ⁺	0 ⁺		0 ⁺
2706,6 keV											
2821,2 keV											
2829,8 keV											
2878,3 keV						0 ⁺	0 ⁺ , ... 5 ⁺	0 ⁺ , 1 ⁺ , 4 ⁺ , 5 ⁺			
2902,7 keV							2 ⁺ , 3 ⁺				
2917,8 keV							2 ⁺ , 3 ⁺	1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺ , 4 ⁺			

Tab. 2.1: Messergebnisse für Spinkuantenzahl und Parität ausgewählter Anregungszustände des ¹⁰⁶Pd
(Es sind vorwiegend neuere Arbeiten aufgeführt)

2) Bestimmung von Zerfallsdaten aus radioaktivem Zerfall

- a) des $^{106}_{45}\text{Rh}$: Rao, Fink [19]
 Strutz et al. [21]
 Hsue et al. [63]
- b) des $^{106}_{45}\text{Ag}$ und $^{106m}_{45}\text{Ag}$: Rao, Fink [19]

3) γ -Messungen nach Kernreaktionen bzw. Coulomb-Anregung

- a) $^{105}_{46}\text{Pd} (\bar{n}, \gamma)$ $^{106}_{46}\text{Pd}$: Bollinger, Thomas [29]
 Coceva et al. [30]
- b) $^{105}_{46}\text{Pd} (d, p)$ $^{106}_{46}\text{Pd}$: Dittmer, Daehnick [31]
 $^{109}_{47}\text{Ag} (p, \alpha)$
- c) $^{106}_{46}\text{Pd} (\alpha, \alpha')$ $^{106}_{46}\text{Pd}$: Robinson et al. [32]
 $(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')$

Abschnitt 8.3 enthält eine Übersicht über gemessene E2/M1-Multipolmischungsverhältnisse verschiedener γ -Übergänge.

Der Grundzustand des gg -Kerns $^{106}_{46}\text{Pd}$ ist bezüglich Spin und Parität festgelegt auf $J^\pi=0^+$.

Dem Zustand bei 511,8 keV wurde bereits 1948 von Brady und Deutsch [45] sowie Deutsch und Metzger [46] aufgrund einer $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessung mit den γ -Energien 730 keV-510 keV (vermutlich identisch mit 621,8 keV-511,8 keV) der Spin $J=2$ zugeordnet. Daneben wurde einem Zustand bei etwa $E=1240$ keV (vermutlich mit dem in Fig. 1 dargestellten Niveau bei $E=1133,6$ keV identisch) der Spin $J=0$ zugeordnet.

Durch polarisationsempfindliche γ -Messungen konnte gleichzeitig die Parität dieser Zustände relativ zum Grundzustand angegeben werden. Danach sind die Paritäten beider Zustände die gleichen wie die des Grundzustands. Damit wären die beiden γ -Übergänge reine Quadrupolstrahlungen vom Typ E2 in einer $0^+-2^+-0^+$ Kaskade. 1952 untersuchte Alburger [35], [49] den Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$ mit Hilfe kombinierter β - und

γ -Messungen. Die von ihm bestimmten Konversionsdaten sind konsistent mit der Annahme, daß der 511,8 keV-Grundzustandsübergang vom Typ E2 ist.

Zum gleichen Ergebnis führten auch Konversionsmessungen am $^{106}_{47}\text{Ag}$ -Zerfall, die 1952 von Hayward [57] und 1955 von Alburger und Toppel [16] durchgeführt wurden. Der E2-Charakter des 511,8 keV-Übergangs wurde ebenfalls 1955 von Stelson und McGowan [54] als Ergebnis von Coulomb-Anregungsmessungen mit 2 MeV-Protonen bestätigt. Alle späteren Untersuchungen, z.B. auch die in Tab. 2.1 aufgeführten, bestätigen $J^\pi=2^+$ für den Anregungszustand bei E=511,8 keV.

Durch Konversionsmessungen an den Zerfällen von $^{106}_{45}\text{Rh}$ sowie $^{106}_{47}\text{Ag}$ konnte $J^\pi=0^+$ für den 1133,6 keV-Zustand sowie der E2-Charakter des 621,8 keV-Übergangs bestätigt werden (z.B. Alburger [35], [49] und Hayward [57]). In dieselbe Richtung deutet die Beobachtung, daß im γ -Spektrum kein direkter Übergang vom 1133,6 keV-Niveau zum $J^\pi=0^+$ -Grundzustand festgestellt werden konnte. Der entsprechende EO-Konversionsübergang zum Grundzustand ist in jüngerer Zeit nachgewiesen worden (vgl. z.B. Grigoriev et al. [58], Beljajev et al. [59] 1973). Generell kann festgestellt werden, daß $J^\pi=0^+$ durch mehrere Messungen bestätigt wird und mit allen in Tab. 2.1 aufgeführten Meßergebnissen verträglich ist.

Der energetisch benachbarte Anregungszustand bei E=1128,0 keV wurde, verglichen mit dem 1133,6 keV-Zustand, erst relativ spät entdeckt. Die Hauptursache dafür dürfte einerseits zu suchen sein in dem relativ schlechten Auflösungsvermögen der seinerzeit verfügbaren Szintillationsdetektoren und β -Spektrometer, sowie andererseits in der Tatsache, daß beim $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall die Anregungswahrscheinlichkeit des 1128,0 keV-Zustands gegenüber derjenigen des 1133,6 keV-Niveaus um eine Größenordnung kleiner ist [24]. Erst 1957 wurde von

Stelson und McGowan [60] aufgrund von Coulombanregungs-Experimenten ein Zustand bei $E=1120$ keV mit $J^\pi=2^+$ vorgeschlagen. 1960 bestätigten Robinson et al. [17] durch Konversionsmessungen am $^{106}_{47}\text{Ag}$ -Zerfall sowie Richtungskorrelationsmessungen an den Zerfällen von $^{106}_{45}\text{Rh}$ und $^{106}_{47}\text{Ag}$ diesen Anregungszustand sowie $J^\pi=2^+$. Andere Untersuchungen von Stelson und McGowan [55] (Coulombanregungen durch 10 MeV- α -Teilchen) sowie Smith [62] (Konversionsmessungen an den Zerfällen von $^{106}_{47}\text{Ag}$ und $^{106}_{47}\text{Ag}$) führten 1961 zum gleichen Ergebnis. Generell wurde $J^\pi=2^+$ für den 1128,0 keV-Anregungszustand auch von allen späteren Untersuchungen bestätigt (vgl. Tab. 2.1).

Der $J^\pi=4^+$ -Zustand bei $E=1229,2$ keV wird beim $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall nicht durch direkten E^- -Übergang, sondern nur durch Übergänge von höherenergetischen Zuständen bevölkert. Seine relative Anregungswahrscheinlichkeit von nur $14 \cdot 10^{-5}$ (bezogen auf die Anzahl der $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfälle [24]) bedingt, daß er im Rahmen der geplanten Messungen unberücksichtigt bleibt. In den Zerfällen von $^{106}_{45}\text{Rh}$ und $^{106}_{47}\text{Ag}$ beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit dagegen jeweils ca. 29% (bezogen auf die Anzahl der Zerfälle des jeweiligen Ausgangsnuklids); durch Konversionsmessungen von Smith [62] am $^{106}_{47}\text{Ag}$ -Zerfall wurde $J^\pi=4^+$ gefunden. Eccleshall [56] bestätigte 1962 $J^\pi=4^+$ durch Coulombanregungsmessungen. Der 1229,2 keV-Zustand konnte durch ^{16}O -Ionen angeregt werden, während durch α -Teilchen, bei denen die E2-Mehrfachanregungswahrscheinlichkeit noch gering ist, keine Anregung festzustellen war. Verschiedene weitere Untersuchungen ([29],[30],[32],[33],[25]) sind im Einklang mit diesem Ergebnis.

Analog zum 1229,2 keV-Zustand wird auch der $J^\pi=3^+$ -Anregungszustand bei $E=1557,6$ keV (in Fig. 1 nicht dargestellt) im $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall ausschließlich durch Übergänge von höherenergetischen Zuständen nur schwach angeregt (relative Anregungswahrscheinlichkeit $14 \cdot 10^{-5}$ bezogen auf einen $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall [24]). In den

Zerfällen von $^{106m}_{47}\text{Ag}$ und $^{106m}_{45}\text{Rh}$ ist der 1557,6 keV-Zustand einer Untersuchung besser zugänglich: Weigt et al. [40] bestimmten 1968 am $^{106m}_{47}\text{Ag}$ -Zerfall aufgrund von Richtungskorrelationsmessungen sowie Linearpolarisations-Korrelationen erstmals eindeutig $J^\pi=3^+$. Dieses Ergebnis ist im Einklang mit den gegenwärtig bekannten Zerfallsdaten [24].

Durch Richtungskorrelationsmessungen am $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall ([50], [51], [15]) wurde bereits in den Jahren 1952/53 dem 1561,9 keV-Zustand $J^\pi=2^+$ zugeordnet. Dieses Ergebnis ist konsistent mit allen späteren Untersuchungen (z.B. auch mit den in Tab. 2.1 aufgeführten Arbeiten) und steht im Einklang mit den gegenwärtig bekannten Zerfallsdaten der entsprechenden Zerfallskanäle [24].

Für den Zustand bei $E=1706,1$ keV wurde 1967 aufgrund von Zerfallsdaten aus den Zerfällen von $^{106}_{45}\text{Rh}$ und $^{106}_{47}\text{Ag}$ von Rao, Fink [19] versuchsweise $J^\pi=1^+$ vorgeschlagen. Dieser Vorschlag stand auch nicht im Widerspruch zu den Meßergebnissen $J^\pi=0^+, 1^+$ von Dittmer, Daehnack [31], die Untersuchungen an der Reaktion $^{109}_{47}\text{Ag} (p, \alpha) ^{106}_{45}\text{Pd}$ durchführten. Aus ihren am $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall durchgeführten Richtungskorrelationsmessungen, die aber nur in der 90° - und 180° -Stellung ausgeführt wurden, legten Strutz et al. [21] dann $J^\pi=0^+$ fest. Dieses Ergebnis wurde durch die Richtungskorrelationsmessungen von Avignone und Pinkerton [39] sowie Hsue et al. [63] eindeutig bestätigt. Der E0-Konversionsübergang zum 0^+ -Grundzustand wurde von Beljajev et al. [59] 1973 nachgewiesen.

Die beiden Zustände bei $E=1910,4$ keV und $E=1932,3$ keV (vgl. z.B. [29], [30], [31]) werden nach dem gegenwärtigen Kenntnisstand beim $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall nicht angeregt. Für den 1910,4 keV-Zustand legten Cocceva et al. [30] eindeutig $J^\pi=2^+$ fest. Für das 1932,3 keV-Niveau

bestätigten 1975 Schoeters et al. [71] in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen (z.B. [29]) eindeutig $J^\pi=4^+$.

Für den Anregungszustand bei $E=2001,0$ keV wurde von Rao und Fink [19] aufgrund von γ -Koinzidenzmessungen unter Zuhilfenahme einer von Segraert et al. [36] durchgeführten $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessung der Spin 0 vorgeschlagen. Die Untersuchungen von Coceva et al. [30] sowie Bollinger und Thomas [29] an (n,γ) -Reaktionen stützten dieses Ergebnis. Auch die Richtungskorrelationsmessungen von Avignone und Pinkerton [39] sowie Hsue et al. [63] bestätigten für den $2001,0$ keV-Zustand $J^\pi=0^+$. Ebenso wie bei dem $1706,1$ keV-Grundzustandsübergang konnten Beljajev et al. [59] auch hier den EO-Konversionsübergang zum Grundzustand nachweisen.

Von den oberhalb $E=2001,0$ keV festgestellten Anregungszuständen des $^{106}_{46}\text{Pd}$ ([24]) werden im weiteren nur noch diejenigen Niveaus angeführt, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht werden (Fig. 1).

Für die β^- -Einspeisung des Zustands bei $E=2242,4$ keV aus dem $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall bestimmten Rao und Fink [19] den Wert $\log ft=7,1$. Daraus und aus ihren Messungen am $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall, bei denen ein γ -Übergang zum 0^+ -Grundzustand beobachtet wurde, ergaben sich Spin und Parität $J^\pi=1^+$ oder 2^+ . Als wahrscheinlichster Wert wurde $J^\pi=2^+$ vorgeschlagen. 1969 fanden Dittmer und Daehnick [31] durch (d,p) -Messungen $J^\pi=2^+$ oder 3^+ und gaben daraufhin $J^\pi=2^+$ an. Dieses Ergebnis wurde 1970 durch die (n,γ) -Messungen von Bollinger und Thomas [29] nicht widerlegt. Avignone und Pinkerton [39] führten 1973 eine $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessung an der $1114,8$ keV- $1128,0$ keV Kaskade durch und legten eindeutig $J^\pi=2^+$ fest. Diese Zuordnung steht im Einklang mit den (n,γ) -Untersuchungen von Coceva et al. [30].

Für den Anregungszustand mit $E=2278,0$ keV folgerten Strutz et al. [21] durch unvollständige Richtungs-

Korrelationsmessung (in 90° - und 180° -Richtung) an der 1766,2 keV-511,8 keV Kaskade den Spin 0. Avignone und Pinkerton [39] rührten an der gleichen Kaskade eine Richtungskorrelationsmessung in 5 Winkelstellungen durch und bestätigten $J^\pi = 0^+$. Gestützt wurde dieses Ergebnis von denselben Autoren durch eine weitere $\gamma\gamma(\theta)$ -Messung an der 1150,0 keV-1128,0 keV Kaskade. In dieselbe Richtung deutet die Beobachtung, daß nach den gegenwärtig bekannten Zerfallsdaten kein γ -Übergang vom 2278,0 keV-Zustand zu anderen 0^+ -Zuständen beobachtet wurde.

Die Spins der oberhalb von $E=2300$ keV liegenden Anregungszustände sind gegenwärtig (von Ausnahmen abgesehen) noch nicht eindeutig gesichert (vgl. Tab. 2.1).

Rao und Fink [19] geben für den Zustand bei $E=2308,6$ keV den Spin 1 oder 2 an. Sie schließen dies aus $\log ft=6,9$ für die direkte β^- -Einspeisung sowie aus der Tatsache, daß ein γ -Übergang aus diesem Niveau zum Grundzustand beobachtet werden konnte. Strutz et al. [21] schlagen aufgrund ihrer unvollständigen Richtungskorrelationsmessung $(1796,7 \text{ keV}-511,8 \text{ keV})_{90^\circ}/(1796,7 \text{ keV}-511,8 \text{ keV})_{180^\circ}$ $J^\pi=2^+$ bzw. (1^+) vor. Dittmer und Daehnick [31] erhalten aus (d,p) -Reaktionsuntersuchungen $J^\pi=(2^+,3^+)$; Bollinger und Thomas [29] dagegen aus (n,γ) -Untersuchungen $J^\pi=0^+,1^+,4^+,5^+$. Auch die von Avignone und Pinkerton [39] durchgeführte Richtungskorrelationsmessung an der 1796,7 keV-511,8 keV Kaskade liefert kein eindeutiges Ergebnis, die Autoren geben $J^\pi=1^+,2^+,3^+$ an. 1974 erhalten Coceva et al. [30] dann $J=2$ aus Anregungsverhältnissen nach Neutroneneinfang in Resonanzen und geben für den 2308,6 keV-Zustand $J^\pi=2^+$ an.

Für den 2438,6 keV-Zustand geben Rao und Fink [19] sowie Strutz et al. [21] $J^\pi=1^+,2^+$ an. Dittmer und Daehnick [31] erhalten $J^\pi=(1^+...5^+)$. Bollinger und Thomas [29] finden $J^\pi=(2,3)^+$ und schlagen $J^\pi=(2)^+$ vor. Durch $\gamma\gamma$ -Richtungs-

korrelationsmessung an der 1926,8 keV-511,8 keV Kaskade bestätigen Avignone und Pinkerton [39] $J^\pi=2^+$. Dieses Ergebnis ist konsistent mit den gegenwärtig bekannten Zerfallsdaten [23],[24].

Dem Anregungszustand bei E=2500,4 keV ordneten Strutz et al. [21] aufgrund ihrer unvollständigen Richtungskorrelationsmessung an der 1988,5 keV-511,8 keV Kaskade den Spin $J^\pi=0^+$ zu. Durch (d,p)-Messungen fanden Dittmer und Daehnick [31] dagegen $J^\pi=2^+,3^+$ und schlugen $J^\pi=2^+$ vor. Bollinger und Thomas [29] fanden durch (n, γ)-Untersuchungen $J^\pi=2^-,3^-$. Sie ordneten diesen Zustand aufgrund der negativen Parität neben einem Anregungszustand gleicher Energie, jedoch mit positiver Parität in das Termschema ein. Avignone und Pinkerton [39] fanden durch $\gamma\gamma(\theta)$ -Messung an der Kaskade 1988,5 keV-511,8 keV $J=2$ und gaben für Spin und Parität $J^\pi=2^+$ an.

Für das 2624,4 keV-Anregungsniveau wird aufgrund der unvollständigen Richtungskorrelationsmessung an der 2112,6 keV-511,8 keV Kaskade von Strutz et al. [21] $J^\pi=0^+$ angegeben. Dittmer und Daehnick [31] erhalten aus (d,p)-Untersuchungen $J^\pi=0^+...5^+$, sie schlagen für den 2624,4 keV-Zustand $J^\pi=1^+,2^+$ vor. Aufgrund von (n, γ)-Messungen erhalten Bollinger und Thomas [29] $J^\pi=(2,3)^+$ und geben daraufhin $J^\pi=(2)^+$ an. Marsol und Ardisson [23] erhalten aus Untersuchungen am $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall $J^\pi=(2,1)^+$. Durch Richtungskorrelationsmessung an der 2112,6 keV-511,8 keV Kaskade finden Avignone und Pinkerton [39] dagegen $J^\pi=0^+$. Dieses Ergebnis wird von Hsue et al. [63] aufgrund einer gleichartigen $\gamma\gamma(\theta)$ -Messung unterstützt.

Für den Anregungszustand bei E=2706,6 keV wurde von Strutz et al. [21] aufgrund von $\log ft=7,0$ für die β^- -Einspeisung sowie aufgrund der Beobachtung von γ -Übergängen auf 0^+ -Zustände (Grundzustand und E=1133,6 keV)

$J^\pi=1^+, 2^+$ vorgeschlagen. Bollinger und Thomas [29] fanden durch (n, γ) -Messungen $J^\pi=0^+, 1^+, 4^+, 5^+$. Marsol und Ardisson [23] schlugen $J^\pi=2^+$ vor. Sie begründeten diesen Vorschlag mit der Beobachtung, daß aus diesem Niveau neben anderen γ -Übergängen auch ein γ -Übergang mit annähernd gleicher Intensität zum 1229,2 keV-Zustand ($J^\pi=4^+$) erfolgt.

Für den 2821,2 keV-Zustand schlagen Strutz et al. [21] $J^\pi=2^+$ vor. Zugrundegelegt sind $\log ft=6,5$ für die direkte E^- -Einspeisung sowie Zerfallsdaten, aus denen neben anderen Übergängen auch ein Übergang auf das $J^\pi=4^+$ -Niveau bei 1229,2 keV hervorgeht. Dittmer und Daehnick [31] erhalten aus ihren Untersuchungen an der $^{105}_{46}\text{Pd} (d, p) ^{106}_{46}\text{Pd}$ -Reaktion $J^\pi=2^+, 3^+$. Untersuchungen am $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall von Hsue et al. [63] lassen auf die Spins 1 oder 2 schließen.

Rao und Fink [19] ordneten dem energetisch benachbarten Anregungsniveau bei $E=2829,8$ keV vorschlagsweise $J^\pi=1^+, 2^+$ zu. Aufgrund von $\log ft=6,9$ sowie aus γ -Zerfallsdaten (keine Übergänge auf 0^+ -Niveaus) schlugen Strutz et al. [21] dagegen für den 2829,8 keV-Zustand $J^\pi=0^+$ vor. Bollinger und Thomas [29] gaben vorschlagsweise $J^\pi=1^+, 2^+$ an. Marsol und Ardisson [23] ließen aufgrund von $\log ft=6,6$ für die direkte E^- -Einspeisung des 2829,8 keV-Niveaus $J=0 \dots 2$ zu. Hsue et al. [63] gaben schließlich $J=0$ als wahrscheinlichsten Wert an. Diese Annahme stützte sich auf $\gamma\gamma(\theta)$ -Ergebnisse von Okano und Kawase (zitiert in [63]).

Aufgrund ihrer unvollständigen Richtungskorrelationsmessung an der 2366,5 keV-511,8 keV Kaskade fanden Strutz et al. [21] für den 2878,3 keV-Anregungszustand $J^\pi=0^+$. Die (d, p) -Messungen von Dittmer und Daehnick [31] lieferten $J^\pi=0^+ \dots 5^+$; Bollinger und Thomas [29] schränkten aufgrund ihrer (n, γ) -Messungen die möglichen Werte auf $J^\pi=0^+, 1^+, 4^+, 5^+$ ein. Marsol und Ardisson [23]

gaben aufgrund des $\log ft$ -Wertes von 6,1 den Wertebereich $J^\pi = (0 \dots 2)^+$ an. Unter Verwendung von Ergebnissen aus Richtungskorrelationsmessungen von Okano und Kawase (zitiert in [63]) ordneten Hsue et al. [63] dem 2878,3 keV-Niveau $J^\pi = 0^+$ zu.

Für den Anregungszustand mit der Anregungsenergie $E = 2902,7$ keV vermuten Strutz et al. [21] aufgrund ihrer Zerfallsdaten (γ -Übergänge aus diesem Niveau auch auf 4^+ -Zustände) $J^\pi = 2^+$. Dieser Wert ist verträglich mit dem Meßergebnis der (d,p)-Untersuchungen von Dittmer und Daehnick [31]; sie finden $J^\pi = 2^+, 3^+$. Bollinger und Thomas [29] geben den Wertebereich $J^\pi = 1^+ \dots 4^+$ als möglich an, während Marsol und Ardisson [23] aufgrund ihrer Zerfallsdaten in Verbindung mit $\log ft = 6,1$ für die β^- -Einspeisung des 2902,7 keV-Niveaus $J^\pi = (2,1)^+$ bevorzugen. Hsue et al. [63] unterstützen $J^\pi = 2^+$.

Der energetisch am höchsten liegende Anregungszustand, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht wird, ist der Zustand bei $E = 2917,8$ keV. Für diesen Zustand schlagen Rao und Fink [19] $J^\pi = 1^+, 2^+$ vor. Diese Angabe stützt sich auf $\log ft = 6,1$ sowie die Beobachtung des direkten γ -Übergangs aus diesem Niveau zum 0^+ -Grundzustand. Die γ -Zerfallsdaten von Strutz et al. [21] (Übergänge sowohl auf 0^+ - und 2^+ -Niveaus als auch auf $J^\pi = 4^+$ -Zustände) weisen in Verbindung mit $\log ft = 6,3$ für die β^- -Einspeisung auf $J^\pi = 2^+$ hin. Dittmer und Daehnick [31] erhalten aus (d,p)-Messungen $J^\pi = 2^+, 3^+$ und geben als wahrscheinlichsten Wert $J^\pi = 2^+$ an. Dieses Ergebnis wird unterstützt durch die (n, γ)-Messungen von Bollinger und Thomas [29]. Marsol und Ardisson [23] erhalten aufgrund von $\log ft = 6,1$ für die β^- -Einspeisung sowie aus ihren γ -Zerfallsdaten $J = 2, 1$. Hsue et al. [63] schließlich befürworten für den 2917,8 keV-Zustand $J^\pi = 2^+$.

Die γ -Übergänge zwischen den angeführten Anregungszuständen sind, soweit bekannt, ausschließlich von magnetischem Dipol- und elektrischem Quadrupolcharakter [24]. Die E2/M1 Mischungsverhältnisse derjenigen γ -Übergänge, die im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen von Interesse sind, sind in Abschnitt 8.3 enthalten. Die Ergebnisse von Hsue et al. [63] sind insofern widersprüchlich, als die angegebenen Mischungsverhältnisse $\delta(616,2 \text{ keV})$ und $\delta(1050,1 \text{ keV})$ nicht mit den von ihnen selbst angegebenen Richtungskorrelationskoeffizienten übereinstimmen. (Diese Diskrepanz beruht vermutlich auf Druckfehlern; die mit den Richtungskorrelationskoeffizienten verträglichen Werte sind der Inhaltsangabe zu einem Vortrag der gleichen Autoren zu entnehmen (Hsu, Hsue [63a]).)

Die bisher veröffentlichten Mischungsverhältnisse für den E=616,2 keV-Übergang stimmen dahingehend überein, daß allgemein der dominierende E2-Charakter festgestellt wird. Strittig erscheint gegenwärtig offenbar der M1-Anteil. Hierfür reichen die Angaben von 0 bis $7,4 \cdot 10^{-2}$.

Der 1050,1 keV-Übergang wird durch die Meßergebnisse (Abschnitt 8.3) als überwiegend vom Typ M1 mit E2-Beimischung von etwa 4% charakterisiert.

Für die γ -Übergänge mit den Übergangsenergien $E_\gamma = 1114,4 \text{ keV}, 1796,7 \text{ keV}, 1926,8 \text{ keV}$ und $1988,5 \text{ keV}$ liegen Ergebnisse von Avignone und Pinkerton [39] vor. Diese Ergebnisse wurden aus Richtungskorrelationsmessungen am $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall gewonnen.

Die Mischungsverhältnisse der γ -Übergänge mit Übergangsenergien $E_\gamma > 2 \text{ MeV}$, speziell der in dieser Arbeit untersuchten Übergänge $E_\gamma = 2194,8 \text{ keV}, 2390,9 \text{ keV}$ und $2406,0 \text{ keV}$, sind bisher noch nicht bekannt.

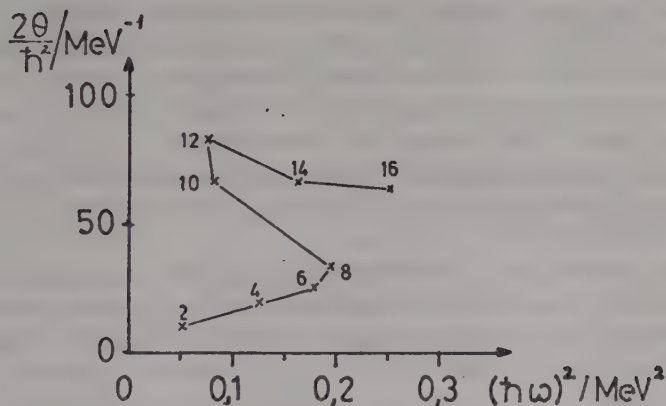
2.3 Kernmodelltheoretische Deutungsansätze

Die Struktur der experimentell gesicherten nieder-energetischen Anregungszustände im $^{106}_{46}\text{Pd}$ hat typische Merkmale eines Vibrationskerns. Dies deutet auf kollektive Anregungen hin und führte schon vor längerer Zeit zum Versuch, die $^{106}_{46}\text{Pd}$ -Zustände als Vibrationsanregungen zu deuten (vgl. später).

Neben den Anregungen von Vibrationen bietet sich in jüngerer Zeit die Möglichkeit, durch Kernreaktionen mit schweren Ionen auch hohe Drehimpulszustände anzuregen und so das Quasi-Rotationsverhalten, insbesondere im Bereich hoher Drehimpulse, zu studieren. Schon seit längerem ist bekannt, daß die Annahme eines konstanten, von der Rotationsfrequenz unabhängigen Trägheitsmoments nicht erfüllt ist. Die Beobachtung der Zunahme des Trägheitsmoments mit der Zunahme des Drehimpulses wurde als Streckung des Kerns unter dem Einfluß der Rotation gedeutet. Die Beschreibung der Kernzustände durch das Rotationsmodell mit konstantem Trägheitsmoment mußte ersetzt werden durch ein VMI (Variable Moment of Inertia) Modell. Im Rahmen dieses Modells wird das Trägheitsmoment nach Potenzen der Rotationsfrequenz ω entwickelt. Die Anregung hoher Drehimpulszustände führte schließlich zum Nachweis des "Backbending"-Phänomens, d.h. der sprunghaften Änderung des Trägheitsmoments oberhalb eines kritischen Drehimpulses. Dieses Backbending kann z.B. als "level crossing" (Übergang von einer Quasi-Rotationsleiter in eine andere mit unterschiedlichem Trägheitsmoment) oder als Zerstörung der Paarkorrelation eines Nukleonenpaares mit anschließender Spinausrichtung durch Corioliskraft gedeutet werden.

Durch (α, xn) - sowie (HI, xn) -Reaktionen (z.B. [85], [86]) wurde auch der $^{106}_{46}\text{Pd}$ -Kern einer Beobachtung des Verhaltens bei hohen Rotationsfrequenzen zugänglich.

In der graphischen Darstellung ist die Abhängigkeit des Trägheitsmoments Θ vom Quadrat der Rotationsfrequenz ω für den Nucleus $^{106}_{46}\text{Pd}$ dargestellt. Diese Darstellung ist der Zusammenstellung von Sayer et al. [87] entnommen und durch Werte aus der jüngst veröffentlichten Untersuchung von Stromswold et al. [86] ergänzt. (Stromswold et al. beschreiben u.a. die yrast-Kaskaden bis zum $J^\pi=16^+$ -Anregungszustand. Die angeführten Zahlen neben der Kurve sind die Drehimpulsquantenzahlen der yrast-Zustände.)



$^{106}_{46}\text{Pd}$: Trägheitsmoment Θ in Abhängigkeit vom Quadrat der Drehfrequenz ω
 (nach Sayer et al. [87]; ergänzt nach Stromswold et al. [86])
 (Drehimpulsquantenzahlen der yrast-Zustände neben der Kurve)

Aus der Darstellung ist ersichtlich, daß das Trägheitsmoment für kleine Drehimpulse relativ klein ist. Für den Grundzustand des Korns ($J=0$) deutet dies auf kleine Abweichungen von der sphärischen Form hin, d.h. schwache Deformation. Andererseits deutet die relativ starke Zunahme von Θ mit steigender Rotationsfrequenz ω die "Weichheit" des Korns gegenüber Deformation an. Dies läßt relativ niedrige Anregungsenergien für β -Vibrationen erwarten. Oberhalb von $J=8$ ist der Backbending-Effekt deutlich zu erkennen. Dieser Effekt kann in Übereinstimmung mit dem Vibrationsbild als Übergang von der Quasi-Grundzustandsbande in die Quasi- β -Bande gedeutet werden. Die Bezeichnung "Quasi-Bände" deutet die Analogie mit den bei stark deformierten Kernen beobachteten Rotations-Banden an, hier bedeutet diese Bezeichnung rotationsähnliches Verhalten bei kleinen Trägheitsmomenten (im Grundzustand). Die bisherigen Beobachtungen zeigen, daß der Kern $^{106}_{46}\text{Pd}$ energetisch benachbarte Rotations- und Vibrationszustände hat. Damit ist nahegelegt, die experimentellen Daten mit Hilfe des Rotations-Vibrations-Modells zu deuten.

In jüngster Zeit sind Arbeiten von Sakai [81] und Hsue et al. [63] veröffentlicht worden, in denen eine bisher nicht erreichte, große Zahl von $^{106}_{46}\text{Pd}$ -Zuständen als Rotations-Vibrations-Zustände gedeutet werden. Kritischer Punkt der Deutung ist das Verständnis der zahlreichen experimentell gesicherten $J=0$ -Zustände. In schwach deformierten Kernen werden (in Analogie zu den stark deformierten) Rotationsbanden je nach ihrer Spinfolge als Quasi-Grundzustandsbande, Quasi-Betabande und Quasi-Gammabande bezeichnet. In gg-Kernen gilt für die Grundzustands-Rotationsbande die Spinfolge $0^+, 2^+, 4^+, \dots$, wobei 0^+ dem Grundzustand zugeordnet ist. Als Quasi-Beta-Rotationsbanden werden Banden mit der gleichen Spinfolge bezeichnet, die im Gegensatz dazu auf einen 0^+ -Anregungszustand aufbauen. Die Bezeichnung Quasi-Betabande wird oft in der Literatur auch dann

verwendet, wenn der angeregte O^+ -Zustand kein β -Vibrationszustand ist. Angeregte O^+ -Zustände können auch durch Mehrphononen- γ -Vibration und zum Gesamtdrehimpuls 0 gekoppelte Teilchen erzeugt werden.

Banden mit der Spinfolge $2^+, 3^+, 4^+$ werden als 1. Quasi-Gammabande bezeichnet.

Das Grundproblem besteht also darin, die große Anzahl von O^+ -Zuständen zu deuten. Sakai [81] versucht dies im Vibrationsbild eines sphärischen Kerns. Er deutet die Zustände bei 511,8 keV ($J^\pi=2^+$) und 1229,2 keV ($J^\pi=4^+$) als Mitglieder der Quasi-Grundzustandsbande sowie den Zustand bei 1128,0 keV ($J^\pi=2^+$) als Quasi-Gamma-Zustand. Als Quasi-Beta-Banden werden die folgenden Anregungszustände angenommen:

Bandenköpfe	1. Rotationszustand
1133,6 keV ($J^\pi=0^+$)	1561,9 keV ($J^\pi=2^+$)
1706,1 keV ($J^\pi=0^+$)	
2001,0 keV ($J^\pi=0^+$)	2242,4 keV ($J^\pi=2^+$)
2278,0 keV ($J^\pi=0^+$)	

Über weitergehende Aussagen wie Übergangswahrscheinlichkeiten etc. finden sich bei Sakai keine Angaben.

Im Gegensatz dazu basiert die Beschreibung von Hsue et al. [63] auf dem Rotations-Vibrations-Modell von Dawidow und Chaban [83]. Dieses Modell geht aus von β -Vibrationsschwingungen, die mit den Rotationsbewegungen eines asymmetrischen Kerns gekoppelt sind. Die Kopplung erfolgt durch eine zentrifugale Streckung des Vibrators bei Rotationsbewegungen. In das Modell gehen drei Parameter ein: Ein Kopplungsparameter, der die "Steifheit" des β -Vibrators gegenüber Streckung durch Rotation beschreibt, ein Asymmetrieparameter des Rotors und der für das Vibrationsbild typische Energie-Maßstabsfaktor $\hbar\omega_0$, der im Sinne eines asymptotischen Parameters (im Grenzfall verschwindender Kopplung) als Phononenenergie verstanden werden kann. Das Modell beschreibt für einen Satz von festgelegten Parametern eine Sequenz von Anregungszuständen, bei denen eigentlich

wegen der relativ starken Rotations-Vibrations-Kopplung (weicher Kern) nicht zwischen Rotations- und Vibrationszuständen unterschieden werden kann. Erst im asymptotischen Sinn können die Zustände als Rotationszustände und β -Vibrationszustände (mit den $J=0$ -Bandenköpfen) angesehen werden.

Mit diesem Modell können Hsue et al. erfolgreich die auf dem Grundzustand aufgebaute Sequenz im Termschema des $^{106}_{46}\text{Pd}$ identifizieren. Den ersten angeregten $J=0$ -Zustand der Grundzustandssequenz finden sie bei etwa 2250 keV und identifizieren ihn mit dem 2278,0 keV-Niveau. Der erste experimentell gefundene $J^\pi=0^+$ -Zustand liegt jedoch bereits bei 1133,6 keV. Ein Versuch, diesen als asymptotischen β -Vibrationszustand zu deuten, würde jedoch zu einem physikalisch nicht sinnvollen Kopplungsparameter führen. Diese Annahme wird deshalb von Hsue et al. ausgeschlossen. Hsue et al. schließen daraus auf die Notwendigkeit, weitere Freiheitsgrade in das Modell einzubringen.

Da im Dawidow-Chaban-Modell weder γ -Vibrationen noch Teilchenanregungen enthalten sind, erweitern Hsue et al. das Modell und deuten die niederenergetischen $J=0$ -Anregungszustände ohne quantitative Diskussion ihrer Annahme als kollektive Anregungen, d.h.

Mehrphononen- γ -Vibrationen. Auf diese Zustände werden dann wieder Sequenzen von Anregungszuständen nach dem Dawidow-Chaban-Modell mit geänderten Parametern aufgebaut. Mit diesem erweiterten Ansatz identifizieren Hsue et al. im $^{106}_{46}\text{Pd}$ -Termschema insgesamt 3 Sequenzen, aufbauend neben dem Grundzustand auf die $J^\pi=0^+$ -Zustände bei 1133,6 keV und 1706,1 keV. Hiermit sind Hsue et al. in der Lage, insgesamt 11 von den in Fig. 1 dargestellten Anregungszuständen zu deuten.

Die Beschreibung durch das erweiterte Modell erfordert die Anpassung von insgesamt 9 Parametern (je Sequenz 3), wobei die Kopplungsparameter für alle 3 Sequenzen etwa als gleich gefunden werden, während sich die Sequenzen durch die Asymmetrieparameter und Energie-Maßstabsfaktoren unterscheiden. In die Grundzustands-

sequenz ordnen Hsue et al. die Anregungszustände bei 511,8 keV ($J^\pi=2^+$), 1128,0 keV ($J^\pi=2^+$), 1229,2 keV ($J^\pi=4^+$), 2278,0 keV ($J^\pi=0^+$) und 2902,7 keV (J vermutlich 2) ein, wobei der $J^\pi=0^+$ -Zustand bei 2278,0 keV asymptotisch als der erste angeregte β -Bandenkopf angesehen wird. In die 2. Sequenz werden aufbauend auf dem 1133,6 keV-Niveau die Zustände 1561,9 keV ($J^\pi=2^+$) und 2308,6 keV (J vermutlich 2) eingeordnet. In die 3. Sequenz über dem 1706,1 keV-Zustand schließlich werden die 2242,4 keV (J vermutlich 2)- und 2917,8 keV (J vermutlich 2)-Zustände eingereiht.

Als Stützung ihres Modells sehen Hsue et al. die Tatsache an, daß sich ohne Hinzunahme weiterer Parameter für Übergänge innerhalb der Grundzustandssequenz auch die Verhältnisse von $B(E2)$ -Übergangswahrscheinlichkeiten in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten berechnen lassen. Allerdings liefert dieses Modell noch keine befriedigenden Aussagen für die $B(E2)$ -Verhältnisse, wenn Übergänge zwischen den Sequenzen beteiligt sind. Nach Lage der Dinge mußte von vornherein mit diesem Befund gerechnet werden, da die Erweiterung des Dawidow-Chaban-Modells durch zusätzliche Freiheitsgrade nicht quantitativ durchgeführt worden ist. Hsue et al. diskutieren diese Tatsachen und geben einen Ausblick auf die in Vorbereitung befindliche Erweiterung ihres Modells unter Einbeziehung von γ -Vibrationen. Hsue et al. betrachten dabei auch die Möglichkeit, daß die Sequenzen auf 0^+ -Teilchenzuständen aufbauen. In diesem Falle erwarten Hsue et al. bei Anregungsenergien von etwa 2 MeV und mehr außerdem das Auftreten von nicht zu 0^+ -gekoppelten Zuständen, insbesondere von 1^+ -Zuständen. Bisher scheint noch kein solcher 1^+ -Zustand experimentell gefunden worden zu sein. Hier bleiben also noch Fragen nach experimentellen Daten offen.

Historisch gesehen existieren daneben noch modifizierte

Vibrationsmodelle, die die $^{106}_{46}\text{Pd}$ -Kernzustände als Quadrupolvibrationen über einem sphärischen Gleichgewichtszustand deuten. Das Vibrationsmodell von Ferreira et al. [75] scheint am weitesten fortgeschritten zu sein und ist in diesem Zusammenhang in mehreren Arbeiten ([44],[39]) diskutiert worden. Zur Verbesserung des Vibrationsmodells wird die übliche Entartung von Zuständen gleicher Phononenzahl durch Einführung eines spinabhängigen anharmonischen Oszillatorterms aufgehoben. Durch Anpassung freier Modellparameter (3) ist es möglich, Zustände bis zu 4-Phononenanregungen in groben Zügen zu beschreiben. Die Zustände mit "starkem Phononencharakter", also solche, von denen man annimmt, daß sie durch das Phononenmodell gut beschrieben werden, lassen sich von den Nichtphononenzuständen durch die entsprechenden E2-Übergangsmatrixelemente trennen. Nimmt man an, daß reine Phononenvernichtungsübergänge stark erhöhte E2-Übergangswahrscheinlichkeiten zeigen, dann würde man folgende, der in Fig. 1 dargestellten Zustände als Phononenzustände deuten ([39]): 511,8 keV (1 Phonon); 1128,0 keV und 1133,6 keV (2 Phononen); 1561,9 keV und 1706,1 keV (3 Phononen); 2242,4 keV, 2278,0 keV und 2308,6 keV (4 Phononen) und möglicherweise Zustände aus dem Bereich von 2821,2 keV bis 2902,7 keV (5 Phononen). Aber selbst für diese ausgewählten Zustände ist die Übereinstimmung zwischen Modell und experimentellen Daten, speziell im 4- und Mehrphononenbereich nicht befriedigend.

Neben den angedeuteten quantitativen Diskrepanzen bleibt für alle Modelle die Tatsache bestehen, daß im $^{106}_{46}\text{Pd}$ mehr $J=0$ - und $J=2$ -Zustände experimentell gefunden wurden, als die Theorien zu beschreiben in der Lage sind. Eine konsistente Beschreibung auch unter Berücksichtigung von Mehrteilchenanregungen steht zur Zeit noch aus. Voraussetzung dazu ist auf jeden Fall die weitere Sicherung experimenteller Daten, speziell auch

derjenigen für die höherenergetischen Anregungszustände. Neben dieser Aufgabe ist für den Experimentator noch interessant, quantitative Vorhersagen über spezielle Größen experimentell zu überprüfen. In diesem Zusammenhang ist das modifizierte Vibrationsmodell von Greiner [65] zu erwähnen. Greiner nimmt an, daß in gg -Kernen aufgrund der unterschiedlichen Paarungskraft für Protonen und Neutronen die Protonenverteilung im Kern weniger deformiert ist als die Neutronenverteilung. Aus diesem Grunde tragen die Neutronen stärker zur kollektiven Bewegung bei. Unter Verwendung dieser Annahme konnte Greiner das Auftreten von nichtverschwindenden $M1$ -Übergangsmatrixelementen in Übergängen zwischen kollektiven Anregungszuständen beschreiben. Unter Verwendung der bekannten Paarungskräfte für Protonen und Neutronen berechnet Greiner u.a. für Vibrationskerne (mit Neutronenzahlen zwischen den magischen Zahlen 28 - 50 und 50 - 82) das $E2/M1$ -Mischungsverhältnis der Übergänge vom 2^{+} -Zweiphononen-Zustand zum 2^{+} -Einphononen-Zustand. Im Falle des Kerns $^{106}_{46}\text{Pd}$ ist dies der 616,2 keV-Übergang vom 1128,0 keV-Niveau auf den 511,8 keV-Zustand. Greiner sagt für das Mischungsverhältnis des 616,2 keV-Übergangs $\delta(2^{+} \rightarrow 2^{+}) = +2,96(\pm 0,2)$ voraus. (Die Fehlerangabe beruht auf der Ableseunsicherheit in einer graphischen Darstellung, in der $10 \log(\delta/E)^2$ aufgetragen ist, vgl. [65]. Bei Greiner ist δ definiert als Verhältnis von Absorptionsmatrixelementen.)

2.4 Problemstellung

- Aus den angeführten Verhältnissen geht hervor, daß
- a) ein umfangreiches Datenmaterial über Messungen am $^{106}_{46}\text{Pd}$ bereits vorliegt, das speziell für die niederenergetischeren Zustände übereinstimmende Ergebnisse liefert, und
 - b) modelltheoretische Interpretationen nur für die

niederenergetischen Anregungszustände befriedigende Übereinstimmung zeigen.

Problematischer liegt der Deutungsversuch für die experimentell gefundenen hochenergetischen Zustände. Zu einer konsistenten modellmäßigen Beschreibung fehlen noch weitgehend die Kenntnis von Spin und Parität solcher Zustände sowie der Multipolarität der entsprechenden γ -Übergänge.

Die bisher veröffentlichten Messungen zu Anregungszuständen mit Anregungsenergien $E > 2$ MeV lassen noch keine eindeutige Festlegung von Spin und Parität zu. Die von verschiedenen Autoren (wie z.B. Strutz et al. [21], Marsol, Ardisson [23], Hsue et al. [63]) vorgeschlagenen Werte basieren im wesentlichen auf der Kenntnis von Verzweigungsverhältnissen, log ft-Werten und Ergebnissen von Kernreaktions-Messungen am $^{106}_{46}\text{Pd}$.

Hier erscheint es angebracht, mit Hilfe einer $\gamma\gamma$ -Richtungs-korrelationsmessung die eindeutige Bestimmung der Drehimpulsquantenzahlen höherenergetischer Anregungszustände vorzunehmen und dabei nach Möglichkeit auch die Multipolmischungsverhältnisse von γ -Übergängen aus diesen Niveaus zu bestimmen.

Speziell das E2/M1 Mischungsverhältnis $\delta(616,2 \text{ keV})$ des 616,2 keV-Übergangs vom Zweiphononen 2^+ -Niveau bei $E=1128,0$ keV auf den Einphonon 2^+ -Zustand bei $E=511,8$ keV ist interessant im Hinblick auf die Vorhersagen von Greiner [65] über $2^+ \rightarrow 2^+$ -Übergänge in gg-Vibrations-Kernen. Dieses Verhältnis wurde von verschiedenen Autoren (vgl. Abschnitt 8.3) bestimmt, alle Ergebnisse weichen jedoch in charakteristischer Weise von dem theoretischen Wert $\delta(616,2 \text{ keV})=2,96(\pm 0,2)$ der Vorhersage nach Greiner [65] ab. Die gefundenen Mischungsverhältnisse liegen allesamt bei größeren Werten; das bedeutet, daß die Anteile an M1-Strahlung niedriger gefunden wurden als nach Greiner $((10,2 \pm 1,2)\% \text{ M1})$ zu erwarten gewesen wäre.

Die vorzunehmende $\gamma\gamma(\theta)$ -Messung sollte daher eine größere Genauigkeit der Ergebnisse liefern als dies bisher bei vorangegangenen Richtungskorrelationsmessungen (z.B. Hsue et al. [63] und Avignone, Pinkerton [39]) der Fall war.

Eine Schwierigkeit liegt hier darin, daß die überwiegende Anzahl der höherenergetischen Anregungszustände (bis etwa 3,3 MeV) im $^{106}_{46}\text{Pd}$ nur durch den β -Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$ bevölkert wird. Nach den unter Abschnitt 2.2 angeführten Intensitätsverhältnissen (über 99% aller β -Zerfälle führen in Niveaus mit $E \leq 1561,9$ keV) ist dabei die Anregungswahrscheinlichkeit der höherenergetischen Zustände sehr gering; typische Werte liegen in der Größenordnung 0,02%, für Zustände mit Anregungsenergien $E > 2917,8$ keV noch um einen Faktor 2 - 10 darunter [24]. Die relativen Häufigkeiten der γ -Kaskaden aus den höherenergetischen Zuständen über niederenergetischere Zwischenniveaus zum Grundzustand sind also sehr klein, eine Richtungskorrelationsmessung mit ausreichender statistischer Sicherung bedingt daher eine verhältnismäßig lange Meßdauer.

Eine weitere Schwierigkeit bezüglich der Messungen am 616,2 keV- γ -Übergang liegt darin, daß im Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$ der energetisch benachbarte γ -Übergang mit $E = 621,8$ keV auftritt. Dessen Übergangswahrscheinlichkeit (bei gleichem Koinzidenzverhalten bezüglich des 511,8 keV-Grundzustandsübergangs, vgl. Fig. 1) ist etwa um eine Größenordnung höher. Das Intensitätsverhältnis beträgt nach Bertrand [24]

$$W_{\gamma}(621,8 \text{ keV})/W_{\gamma}(616,2 \text{ keV}) \approx 14.$$

Die Meßergebnisse für den 616,2 keV-Übergang sind daher - sofern an γ -Kaskaden gemessen wurde - bei den vorangegangenen Messungen (vgl. Abschnitt 8.3) mit einer Ausnahme [41] entweder im $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall nur aus der Kaskade 873,0 keV-616,2 keV oder aus dem Zerfall des $^{106\text{m}}_{47}\text{Ag}$ ($T_{1/2} = 8,4$ Tage) gewonnen worden. Im Zerfall des $^{106\text{m}}_{47}\text{Ag}$ ($J^{\pi} = 6^{+}$) wird das 1133,6 keV-Niveau ($J^{\pi} = 0^{+}$)

durch Elektroneneinfangszерfall nicht direkt bevölkert, so daß in diesem Fall der (stärkere) 621,8 keV-Übergang nicht auftritt.

Koch et al. [41] haben ihr Ergebnis durch rechnerische Korrektur aus der überlagerten Korrelation der Doppelkaskade 621,8 keV-511,8 keV und 616,2 keV-511,8 keV ermittelt. Diese Kaskade konnte mit der seinerzeit verwendeten Szintillationsdetektor-Meßanordnung nicht mehr getrennt werden.

Nach gegenwärtigem Stand der Technik bietet sich zur Klärung dieser Frage die Möglichkeit, als γ -Detektoren in der durchzuführenden $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessung energetisch besser auflösende Halbleiter-Detektoren einzusetzen.

Die Richtungskorrelationsmessungen der vorliegenden Arbeit werden (bedingt durch gewisse Einschränkungen, vgl. Abschnitt 4.1) simultan sowohl an γ -Übergängen über den Zwischenzustand bei $E=511,8$ keV als auch an solchen über den Zwischenzustand bei $E=1128,0$ keV (in Koinzidenz mit dem 616,2 keV-Übergang zum 511,8 keV-Niveau, vgl. Fig. 1) durchgeführt. Die Halbwertszeiten der Zwischenzustandsbesetzung liegen für das 511,8 keV-Niveau im Bereich von $10 \text{ ps} < T_{1/2} < 20 \text{ ps}$ ([24],[68]) und für das 1128,0 keV-Niveau bei $T_{1/2} \approx 3 \text{ ps}$. Diese kurzen Zeiten berechtigen zu der Annahme, daß die Richtungskorrelationen der γ -Übergänge über beide Zwischenzustände im wesentlichen ungestört sind.

3 Grundlagen der $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelations-Meßmethode

3.1 Die Richtungskorrelationsfunktion für ungestörte $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationen bei polarisationsunempfindlicher Beobachtung

Die Theorie der $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationen ist von verschiedenen Autoren ausführlich behandelt worden (z.B. [1]-[7]). Geht ein Kern über eine zwei- oder mehrstufige γ -Kaskade in einen energetisch tiefer liegenden Zustand über (z.B. seinen Grundzustand), so hängt der Winkel zwischen den durch die Wellenzahlvektoren $\vec{k}_1$, $\vec{k}_n$ gegebenen Abstrahlungsrichtungen der γ -Quanten γ_1 , γ_n in bestimmter Weise von den Drehimpulsquantenzahlen der beteiligten Zustände der Kaskade sowie den Multipolordnungen der beteiligten Strahlungsübergänge ab (Die Indizes 1 und n kennzeichnen den 1. sowie n-ten Übergang in dieser Kaskade). Für ein Gemenge gleichartiger, angeregter Kerne läßt sich diese Abhängigkeit durch die Angabe einer Richtungskorrelationsfunktion $W(\vec{k}_1, \vec{k}_n)$ beschreiben. Man normiert so, daß der richtungsunabhängige Anteil dieser Funktion gleich 1 gesetzt wird. Dann bedeutet $W(\vec{k}_1, \vec{k}_n) d\Omega_1 d\Omega_n$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein Kern, der über die betreffende Kaskade γ_1 bis γ_n zerfällt, die Quanten γ_1 und γ_n in die Raumwinkelemente $d\Omega_1$ und $d\Omega_n$ emittiert.

Dabei wird vorausgesetzt, daß keine Störung der Orientierung der Zwischenzustände durch Wechselwirkung mit der Umgebung auftritt. (Solche "gestörten Richtungskorrelationen" können durch zusätzliche Einführung von "Störungsfaktoren" beschrieben werden, vgl. z.B. [4].) Störungen können durch elektrische oder magnetische Kristallfelder in nichtkubischen Kristallen oder auch durch inneratomare Felder infolge von Störungen der Hüllenkonfiguration unmittelbar nach einem radioaktiven Zerfallsakt (β -Zerfall,

K-Einfang usw.) verursacht werden. Sie bleiben im allgemeinen ohne Einwirkung auf die Richtungskorrelation, wenn die Lebensdauer der entsprechenden Zwischenzustände oder die Dauer der Störung sehr kurz ist ($T_{1/2} < 10^{-12}$ s). Hat ein Zwischenzustand eine längere Lebensdauer, so muß zur Beobachtung der ungestörten Richtungskorrelation durch geeignete Quellenpräparation dafür gesorgt werden, daß die Feldstärken am Kernort möglichst gering sind. Dies kann durch geeignete Wahl eines Wirtsgitters (kubische Kristallstruktur) bzw. Einbettung in elektrisch leitende Umgebung (z.B. wässrige Lösung oder Metalle) geschehen.

Bei polarisationsunempfindlicher Beobachtung der γ -Quanten γ_1 und γ_n läßt sich die Richtungskorrelationsfunktion $W(\vec{k}_1, \vec{k}_n)$ in der folgenden Form angeben:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_n) = W(\Theta_{1,n}) = \sum_{k=\text{gerade}} A'_{kk}(\gamma_1, \gamma_n) \cdot P_k(\cos \Theta_{1,n}) \quad (3.1)$$

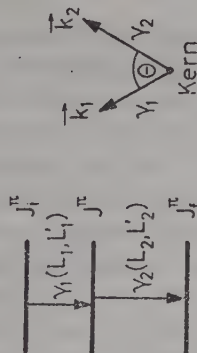
Hierbei ist $\Theta_{1,n}$ der Winkel zwischen den Emissionsrichtungen $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_n$; $P_k(\cos \Theta_{1,n})$ sind Legendre-Polynome. Die Summation in (3.1) ist über gerade Werte von k zu erstrecken, wobei noch der Wertebereich von k nach oben durch Auswahlregeln eingeschränkt wird.

3.1.1 Zweikomponentige γ -Kaskade

Die charakteristischen Größen einer zweikomponentigen γ -Kaskade $J_1 \xrightarrow{L_1, L'_1} J \xrightarrow{L_2, L'_2} J_f$ sind in der Fig. 2a dargestellt. Es sind dies die Drehimpulsquantenzahlen (Spinquantenzahlen) J_1, J, J_f (Paritäten π_1, π, π_f) und die Multipolordnungen L_1, L'_1, L_2, L'_2 . Im einzelnen bedeuten: J_1, J, J_f die Drehimpulsquantenzahlen und π_1, π, π_f die Paritäten des Anfangs-, Zwischen- und Endzustands der Kaskade. L_1, L'_1 und L_2, L'_2 sind Multipolquantenzahlen, welche Symmetrieeigenschaften der Photonenzustände beschreiben. Dabei ist voraus-

Charakteristische Größen für den Zerfall eines Atomkerns über eine $\gamma\gamma$ -Kaskade

Zweikomponenten $\gamma\gamma$ -Kaskade



a) b)

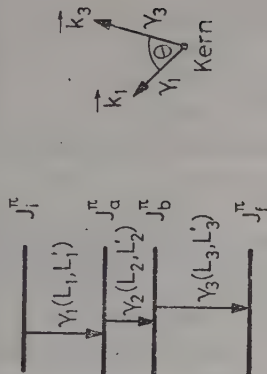
Fig. 2:

Zweikomponenten $\gamma\gamma$ -Kaskade

- a) Bezeichnung der Kaskade
b) Bezeichnung von Emissionsrichtung und Wellenzahlvektoren der emittierten γ -Quanten

Dreikomponenten $\gamma\gamma$ -Kaskade

(bei Beobachtung der Komponenten 1 und 3)



a) b)

Fig. 3:

Dreikomponenten $\gamma\gamma$ -Kaskade mit unbeobachteten Zwischenübergang γ_2

- a) Kaskadenbezeichnung
b) Bezeichnung von Emissionsrichtung und Wellenzahlvektoren der beobachteten γ -Quanten γ_1 und γ_3

gesetzt, daß jeweils höchstens zwei der möglichen Multipoltypen L , L' überlagert sind.

Die möglichen Werte von L , L' sind durch "Auswahlregeln" eingeschränkt: Die Erhaltung des Drehimpulses fordert:

$$\begin{aligned} |J_i - J| &\leq L_1 \leq J_i + J \\ |J - J_f| &\leq L_2 \leq J + J_f, \end{aligned} \quad L_1, L_2 \geq 1 \quad (3.2)$$

außerdem gilt wegen der Erhaltung der Parität:

$$\begin{aligned} \pi_i \cdot \pi &= (-1)^{L_1} \quad \text{für elektrische Multipolstrahlung} \\ &\quad \text{der Multipolordnung } L_1 \text{ (EL}_1\text{),} \\ \pi_i \cdot \pi &= (-1)^{L_1-1} \quad \text{für magnetische Multipolstrahlung} \\ &\quad \text{der Multipolordnung } L_1 \text{ (ML}_1\text{).} \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} (\text{Entsprechend: } \pi \cdot \pi_f &= (-1)^{L_2} \quad \text{für (EL}_2\text{),} \\ \pi \cdot \pi_f &= (-1)^{L_2-1} \quad \text{für (ML}_2\text{).}) \end{aligned}$$

Aus einer Abschätzung für Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeiten (vgl. z.B. [8]) (der Wert nimmt bei Zunahme von L um eine Einheit unabhängig vom Strahlungstyp jeweils um einen Faktor der Größenordnung 10^4 ab) ergibt sich, daß praktisch von jedem Strahlungstyp nur die jeweils niedrigst mögliche Ordnung einen merklichen Beitrag liefert. Berücksichtigt man weiterhin, daß die M_L -Matrixelemente etwa um den Faktor 10 kleiner sind als die entsprechenden E_L -Matrixelemente, so folgt, daß bei Mischungen - abgesehen von Sonderfällen - nur Mischungen der Form M_L, E_{L+1} berücksichtigt zu werden brauchen.

Folgende, in Tab. 3.1 zusammengestellte Spezialfälle sind von allgemeinem Interesse:

Drehimpulsquantenzahlen von Kernzuständen		Strahlungstyp des γ -Übergangs	
J	$J_{i,f}$	keine Paritäts- änderung	Paritäts- änderung
0	0	(E0) Konversions- übergang	--
0	1	M1	E1
0	2	E2	M2
1/2	1/2	M1	E1
1	1	M1,E2	E1(M2)
2	2	M1,E2	E1(M2)

Tab. 3.1: Multipolaritäten von γ -Übergängen zwischen Kernzuständen mit ausgewählten Drehimpulsquantenzahlen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist von spezieller Bedeutung, daß (vgl. Tab. 3.1) nur eine Multipolordnung erlaubt ist, wenn eine der Drehimpulsquantenzahlen J_i , J bzw. J , J_f gleich Null ist. Es handelt sich in diesem Fall um einen "reinen" γ -Übergang.

Die (geraden) Werte des Summationsindex k in der Richtungskorrelationsfunktion Gl. (3.1) unterliegen folgender Beschränkung:

Für reine Übergänge γ_1 und γ_2 gilt

$$0 \leq k \leq \min(2J, 2L_1, 2L_2) \quad (3.5)$$

Bei "gemischten" Übergängen γ_1 und γ_2 der Art $L, L' = L+1$ gilt stattdessen

$$0 \leq k \leq \min(2J, 2(L_1+1), 2(L_2+1)). \quad (3.6)$$

Die Richtungskorrelationskoeffizienten A'_{kk} werden üblicherweise so normiert, daß der Koeffizient $A_{00} \equiv 1$ ist. Durch die Beziehung $A_{kk} = A'_{kk}/A'_{00}$ erhält man die Richtungskorrelationsfunktion Gl. (3.1) in normierter

Form:

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k=2,4,\dots} A_{kk} \cdot P_k(\cos\theta) \quad (3.7)$$

Die Koeffizienten A_{kk} (Richtungskorrelationskoeffizienten) lassen sich so in Faktoren zerlegen, daß jeder dieser Faktoren nur von der Multipolordnung eines Übergangs der Kaskade und den Drehimpulsquantenzahlen des Anfangs- und Endzustands dieses jeweiligen Übergangs abhängt:

$$A_{kk} = A_k(J_i, J, L_1) \cdot A_k(J, J_f, L_2) \quad (3.8)$$

In gemischten Übergängen hängen die Faktoren A_k zusätzlich vom "Mischungsverhältnis" δ ab, welches definiert ist als der Quotient von reduzierten Matrixelementen

$$\delta_v = \frac{\langle \|L'_v\| \rangle}{\langle \|L_v\| \rangle} \quad v=1,2$$

der entsprechenden Multipolübergänge L_1 , L'_1 bzw. L_2 , L'_2 . Dabei gibt δ^2 das Intensitätsverhältnis der Strahlungskomponenten L'_v und L_v an. Am häufigsten (im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausschließlich) tritt der Fall einer Mischung des Typs E2+M1 auf. Für diesen Fall werden für die beiden emittierten γ -Strahlungen γ_1 und γ_2 die Mischungsverhältnisse $\delta(\gamma_1)$ und $\delta(\gamma_2)$ in der folgenden Art definiert:

$$\delta(\gamma_1) = \frac{\langle J \parallel E2 \parallel J_i \rangle}{\langle J \parallel M1 \parallel J_i \rangle} \quad (3.9)$$

$$\delta(\gamma_2) = \frac{\langle J_f \parallel E2 \parallel J \rangle}{\langle J_f \parallel M1 \parallel J \rangle}$$

wobei $-\infty \leq \delta(\gamma_1) \leq +\infty$
 $-\infty \leq \delta(\gamma_2) \leq +\infty$.

Das Vorzeichen von δ ist abhängig von der relativen Phase der reduzierten Matrixelemente und damit von der Definition der Multipoloperatoren.

In der vorliegenden Arbeit wird die Phasenkonvention von Krane und Steffen [10] verwendet.

Die Koeffizienten $A_k(\gamma_1)$ bzw. $A_k(\gamma_2)$ in Gl. (3.8) lassen sich in der Schreibweise von Krane und Steffen [10] (für beide "gemischten" Übergänge) dann angeben als:

$$A_k(\gamma_1) = (1 + \delta^2(\gamma_1))^{-1} \{ F_k(L_1 L_1 J_1 J) + \\ + (-1)^{L_1 + L'_1} \cdot 2\delta(\gamma_1) F_k(L_1 L'_1 J_1 J) + \delta^2(\gamma_1) F_k(L'_1 L'_1 J_1 J) \} \quad (3.10)$$

$$A_k(\gamma_2) = (1 + \delta^2(\gamma_2))^{-1} \{ F_k(L_2 L_2 J_f J) + \\ + 2\delta(\gamma_2) F_k(L_2 L'_2 J_f J) + \delta^2(\gamma_2) F_k(L'_2 L'_2 J_f J) \}$$

Für Dipol/Quadrupolmischungen gilt $L_1=L_2=1$ und $L'_1=L'_2=2$. Die in Gl. (3.10) auftretenden F-Koeffizienten sind Kombinationen von Drehimpulskopplungskoeffizienten (Clebsch-Gordan und Racah Koeffizienten; vgl. [4]). Sie sind tabelliert z.B. bei Frauenfelder und Steffen [4]; weitere Tabellen finden sich z.B. bei Ferentz und Rosenzweig [11] sowie Hager und Seltzer [18].

Handelt es sich um reine Übergänge, dann gehen die Gl. (3.10) in eine einfachere Form über:

$$\begin{aligned} \text{a) } \delta_v = 0: & \text{ (Multipolordnung: } L_v) \\ & A_k(\gamma_v) = F_k(L_v L_v J_{1,f} J) \\ \text{b) } |\delta_v| = \infty: & \text{ (Multipolordnung: } L'_v) \\ & A_k(\gamma_v) = F_k(L'_v L'_v J_{1,f} J) \quad v=1,2. \end{aligned} \quad (3.11)$$

3.1.2 Dreikomponentige- γ -Kaskade

Für eine dreikomponentige γ -Kaskade der Form

$$J_1 \xrightarrow{\gamma_1(L_1, L'_1)} J_a \xrightarrow{\gamma_2(L_2, L'_2)} J_b \xrightarrow{\gamma_3(L_3, L'_3)} J_f$$

soll hier speziell derjenige Fall betrachtet werden, daß nur die Korrelation von γ_1 und γ_3 beobachtet wird (γ_2 soll unbeobachtet bleiben; vgl. Fig. 3). Die A_{kk} -Koeffizienten der normierten Richtungskorrelationsfunktion Gl. (3.7) lassen sich in diesem Fall analog zu Gl. (3.8) darstellen:

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1) \cdot U_k(\gamma_2) \cdot A_k(\gamma_3) \quad (3.12)$$

mit

$$\begin{aligned} A_k(\gamma_1) &= (1 + \delta^2(\gamma_1))^{-1} \{ F_k(L_1 L_1 J_1 J_a) + \\ &\quad + (-1)^{L_1 + L'_1} \cdot 2\delta(\gamma_1) F_k(L_1 L'_1 J_1 J_a) + \\ &\quad + \delta^2(\gamma_1) F_k(L'_1 L'_1 J_1 J_a) \} ; \\ U_k(\gamma_2) &= (1 + \delta^2(\gamma_2))^{-1} \left[\frac{\delta^2(\gamma_2) \cdot \left\{ \begin{matrix} J_b J_b k \\ J_a J_a L'_2 \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} J_b J_b k \\ J_a J_a L_2 \end{matrix} \right\}}{\left\{ \begin{matrix} J_b J_b 0 \\ J_a J_a L'_2 \end{matrix} \right\}} \right] ; \\ A_k(\gamma_3) &= (1 + \delta^2(\gamma_3))^{-1} \{ F_k(L_3 L_3 J_f J_b) + \\ &\quad + 2\delta(\gamma_3) F_k(L_3 L'_3 J_f J_b) + \delta^2(\gamma_3) F_k(L'_3 L'_3 J_f J_b) \} . \end{aligned} \quad (3.13)$$

Die geschweiften Klammern $\{ \}$ in $U_k(\gamma_2)$ bedeuten Wignersche 6j-Symbole.

3.2 Vergleich zwischen Theorie und Experiment

Wie in Abschnitt 6.2 gezeigt wird, liefert die Auswertung für jede gemessene Kaskade eine experimentelle Richtungskorrelation:

$$W^{\text{mess}}(\theta) = \sum_{k \text{ gerade}} A_{kk}^{\text{mess}} \cdot P_k(\cos \theta) \quad \text{mit } A_{00}^{\text{mess}} = 1$$

In dieser Arbeit wurden Kaskaden ausgewählt, die entweder über das Zwischenniveau mit der Anregungsenergie von $E=511,8 \text{ keV}$ ($J^\pi=2^+$) oder über das Zwischenniveau mit $E=1128,0 \text{ keV}$ ($J^\pi=2^+$) verlaufen. Wegen der Drehimpulsquantenzahl $J=2$ der Zwischenzustände kommen nach Gl. (3.5) bzw. Gl. (3.6) für den Summationsindex k nur die Werte $k=0,2,4$ in Betracht. Damit reduziert sich die vollständige Richtungskorrelationsfunktion auf

$$W^{\text{mess}}(\theta) = 1 + A_{22}^{\text{mess}} \cdot P_2(\cos \theta) + A_{44}^{\text{mess}} \cdot P_4(\cos \theta). \quad (3.14)$$

Die in A_{22}^{mess} und A_{44}^{mess} in Gl. (3.14) enthaltene Information über die Drehimpulsquantenzahlen J_i , J , J_f der beteiligten Zustände sowie über die Mischungsverhältnisse $\delta(\gamma_1)$, $\delta(\gamma_2)$ der γ -Übergänge kann durch Vergleich mit den berechneten Koeffizienten A_{22} , A_{44} der theoretischen Richtungskorrelationsfunktion (Gl. (3.7), Gl. (3.8), Gl. (3.10) bzw. Gl. (3.11)) ermittelt werden. Für die wahren Werte von J_i , J , J_f , $\delta(\gamma_1)$, $\delta(\gamma_2)$, L_1 , L'_1 , L_2 , L'_2 muß innerhalb der Fehlergrenzen gelten:

$$\begin{aligned} A_{22}^{\text{mess}} &= A_{22} \\ &= A_2(J_i, J, \delta(\gamma_1)) \cdot A_2(J, J_f, \delta(\gamma_2)) \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} A_{44}^{\text{mess}} &= A_{44} \\ &= A_4(J_i, J, \delta(\gamma_1)) \cdot A_4(J, J_f, \delta(\gamma_2)) \end{aligned} \quad (3.16)$$

Diese beiden Gleichungen müssen simultan erfüllt sein. Sind dagegen die wahren Werte nicht bekannt, so müssen hierfür Annahmen gemacht werden. Stimmen dann A_{kk}^{mess} und A_{kk} nicht überein, dann wird der entsprechende Parametersatz ausgeschlossen. Im allgemeinen können die Gl. (3.15) und (3.16) aber simultan für mehrere verschiedene Parametersätze erfüllt sein. Ein Satz von physikalisch sinnvollen Lösungsparametern muß dabei außerdem noch Nebenbedingungen wie z.B. Verträglichkeit mit den Drehimpulsauswahlregeln Gl. (3.2) erfüllen.

Hat man mehrere Lösungsparametersätze gefunden, dann ist man in der Diskussion auf weitere Daten angewiesen. Dazu gehören in erster Linie Konversionsmessungen, Kernreaktionsuntersuchungen und Streuexperimente.

In der Praxis erfolgt die Auswertung von Richtungskorrelationsmessungen in der Richtung, daß man zunächst nur Annahmen über J_i , J , J_f und eines der Mischungsverhältnisse macht und dann aus dem Vergleich entsprechend (3.15) und (3.16) feststellt, welche Wertebereiche des anderen Mischungsverhältnisses Gl. (3.15) und (3.16) simultan erfüllen.

Für eine geometrische Auswertung hat sich eingebürgert, statt δ einen "Mischungsparameter" Q zu verwenden. Der Zusammenhang beider Größen ist gegeben durch

$$Q = \delta^2 / (1 + \delta^2) \quad \text{bzw.} \quad \delta = \text{sign } \delta \sqrt{Q / (1 - Q)} \quad , \quad (3.17)$$

mit dem Wertebereich

$$0 \text{ (für } \delta=0) \leq Q \leq 1 \text{ (für } \delta=\pm\infty).$$

Darüberhinaus stellt Q eine anschauliche Größe dar; sie beschreibt im Falle eines $E2/M1$ Übergangs den relativen Anteil elektrischer Quadrupolstrahlung an

der gesamten Intensität.

Der Zusammenhang mit den A_k -Koeffizienten folgt aus Gl. (3.10) mit Gl. (3.17):

$$\begin{aligned} A_k(\gamma_1) = & (1 - Q(\gamma_1)) \cdot F_k(L_1 L_1 J_1 J) + \\ & + (-1)^{L_1 + L'_1} \cdot 2F_k(L_1 L'_1 J_1 J) \cdot \text{sign} \delta(\gamma_1) \left| \sqrt{Q(\gamma_1) \cdot (1 - Q(\gamma_1))} \right| + \\ & + Q(\gamma_1) \cdot F_k(L'_1 L'_1 J_1 J) \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$\begin{aligned} A_k(\gamma_2) = & (1 - Q(\gamma_2)) \cdot F_k(L_2 L_2 J_f J) + \\ & + 2F_k(L_2 L'_2 J_f J) \cdot \text{sign} \delta(\gamma_2) \left| \sqrt{Q(\gamma_2) \cdot (1 - Q(\gamma_2))} \right| + \\ & + Q(\gamma_2) \cdot F_k(L'_2 L'_2 J_f J) \end{aligned}$$

Die Funktionen $A_k = A_k(Q)$ Gl. (3.18) stellen im allgemeinen für ein bestimmtes $\text{sign} \delta$ in graphischer Darstellung Halb-Ellipsen dar, die bei Berücksichtigung beider Vorzeichen ganze Ellipsen ergeben. Im Falle von Übergängen des Mischungstyps Quadrupol/Dipol "entartet" jedoch $A_4 = A_4(Q)$ zu einer Geraden (vgl. z.B. Fig. 4a-b), da die Koeffizienten $F_4(11J'J)$ und $F_4(12J'J)$ Null sind.

Damit wird:

$$A_4(\gamma_n) = Q(\gamma_n) \cdot F_4(22J_{1,f}J) \quad (3.19)$$

Für die praktische Durchführung der Auswertung wurde in der vorliegenden Arbeit ein graphisches "Ellipsen"-Verfahren verwendet, das in einer Arbeit von Arns und Wiedenbeck [13] erstmals ausführlich beschrieben wurde. Dieses bietet sich immer dann als vorteilhaft an, wenn die Parameter eines Übergangs vollständig oder weitgehend bekannt sind.

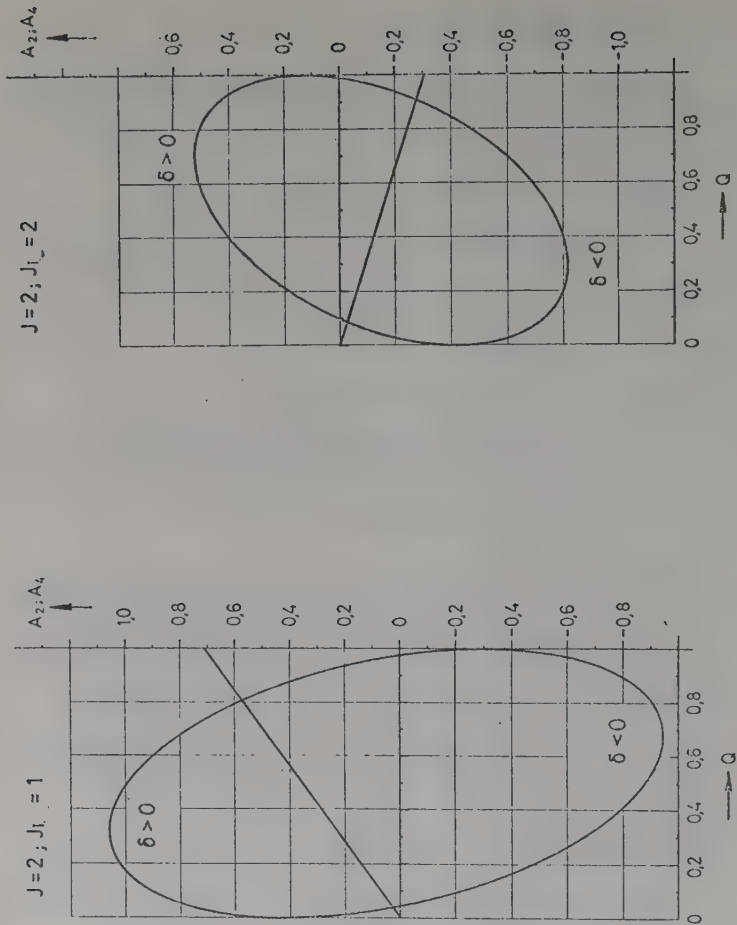


Fig. 4: Koeffizienten A_2, A_4 des ersten Kaskadenübergangs in Abhängigkeit vom Mischungsparameter Q

a) Spinfolge $J_1=1 \rightarrow J=2$

b) Spinfolge $J_1=2 \rightarrow J=2$

(δ in der Phasenkonvention von Krane und Steffen [10])

Nach den Gl. (3.18) und (3.19) sind bei Beschränkung auf Übergänge bestimmter Multipolarität (hier: E2/M1) jeder möglichen Kombination $J_i \rightarrow J \rightarrow J_f$ einer Kaskade jeweils zwei charakteristische Ellipsen $A_2(\gamma_n) = A_2(Q(\gamma_n))$ sowie zwei Geraden $A_4(\gamma_n) = A_4(Q(\gamma_n))$ $n=1,2$ zugeordnet. Unter diesen Umständen ist es sinnvoll, Koeffizienten $A_k^{\text{mess}}(\gamma_1)$ und $A_k^{\text{mess}}(\gamma_2)$ in Anlehnung oder analog zu Gl. (3.8) zu definieren. Man kann dann $A_k^{\text{mess}}(\gamma_1) \cdot A_k^{\text{mess}}(\gamma_2)$ mit $A_k(\gamma_1) \cdot A_k(\gamma_2)$ identifizieren. Wählt man die Darstellung der Koeffizienten $A_{kk}^{\text{mess}}(\gamma_1, \gamma_2) = A_k^{\text{mess}}(\gamma_1) \cdot A_k^{\text{mess}}(\gamma_2)$ in einem Koordinatensystem mit $A_k(\gamma_2)$ als Abszisse und $A_k(\gamma_1)$ als Ordinate, so erhält man zwei Scharen von Hyperbeln, von denen zweckmäßigerweise die vier Einhüllenden

$$A_{22}^{\text{mess}} \pm \Delta A_{22}^{\text{mess}} = A_2^{\text{mess}}(\gamma_1) \cdot A_2^{\text{mess}}(\gamma_2)$$

$$A_{44}^{\text{mess}} \pm \Delta A_{44}^{\text{mess}} = A_4^{\text{mess}}(\gamma_1) \cdot A_4^{\text{mess}}(\gamma_2)$$

dargestellt werden. Durch diese Grenzhyperbeln wird im Koordinatensystem $A_k(\gamma_1)$ gegen $A_k(\gamma_2)$ durch den Bereich A_k des bekannten Anteils (z.B. $A_k(\gamma_2)$) der Bereich A_k des unbekannten Anteils (z.B. $A_k(\gamma_1)$) definiert. Damit wird jedem Wert $A_2(Q(\gamma_1))$ (bzw. $A_4(Q(\gamma_1))$) ein Wertebereich von $A_2(Q(\gamma_2))$ (bzw. $A_4(Q(\gamma_2))$) und umgekehrt zugeordnet. Die Breite des Bereichs wird durch die Grenzhyperbeln vom Betrag des jeweiligen Meßfehlers $\Delta A_{kk}^{\text{mess}}$ bestimmt.

Im Falle derjenigen Kaskaden, die über das 511,8 keV-Zwischenniveau verlaufen, liegen diesbezüglich besonders günstige Bedingungen für eine Auswertung vor, da die Parameter des zweiten Übergangs ($E_{\gamma_2} = 511,8$ keV) bekannt sind und dadurch die Werte $A_2(\gamma_2)$, $A_4(\gamma_2)$ scharf definiert sind.

Für $J^\pi = 2^+$, $J_f^\pi = 0^+$, Strahlungstyp rein E2 ($Q(\gamma_2) = 1$) (vgl. Abschnitt 2.1) lassen sich die $A_k(\gamma_2)$ berechnen.

Nach Gl. (3.11) gilt

$$\begin{aligned} A_2(511,8 \text{ keV}) &= F_2(2202) = -0,5976 \\ A_4(511,8 \text{ keV}) &= F_4(2202) = -1,0690 . \end{aligned} \quad (3.20)$$

Identifiziert man $A_k^{\text{mess}}(\gamma_2)$ mit den Werten Gl. (3.20), dann erhält man

$$A_k^{\text{mess}}(\gamma_1) = A_{kk}^{\text{mess}}(\gamma_1, \gamma_2) / A_k(511,8 \text{ keV}); k=2,4 \quad (3.21)$$

wobei $A_k^{\text{mess}}(\gamma_1)$ als unbekannte Parameter J_1 und $Q(\gamma_1)$ enthält.

Für diejenigen Kaskaden, die über das Zwischenniveau bei $E=1128,0 \text{ keV}$ verlaufen, ist eine solche exakte Angabe für $A_k^{\text{mess}}(\gamma_1)$ zwar nicht möglich, man kann jedoch unter Ausnutzung der Meßergebnisse für $A_k(616,2 \text{ keV})$ aus der $616,2 \text{ keV}$ - $511,8 \text{ keV}$ Kaskade in zu Gl. (3.21) analoger Weise verfahren. (siehe dazu Abschnitt 7.1 und 7.4).

Nach Gl. (3.21) erhält man (für den jeweils ersten Übergang der untersuchten Kaskaden) aus der Messung einen Wertebereich $A_2^{\text{mess}}(\gamma_1) \pm \Delta A_2^{\text{mess}}(\gamma_1)$ bzw. $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1) \pm \Delta A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$, wobei die Breite des Bereichs analog Gl. (3.21) vom Betrag des jeweiligen Meßfehlers $\Delta A_{kk}^{\text{mess}}$ (und im Falle der Kaskaden über den $1128,0 \text{ keV}$ -Zwischenzustand auch vom Fehler $\Delta A_k^{\text{mess}}(616,2 \text{ keV})$) bestimmt wird. Die Informationen über J_1 und $Q(\gamma_1)$ lassen sich nun erschließen aus dem Vergleich mit den theoretisch berechneten Ellipsen $A_2=A_2(Q(\gamma_1))$ sowie den Geraden $A_4=A_4(Q(\gamma_1))$ (vgl. Fig. 4).

Jedem Wert $A_2(\gamma_1)$ entsprechen im allgemeinen zwei Werte $Q(\gamma_1)$, entsprechend den beiden Wertebereichen des Mischungsverhältnisses $\delta(\gamma_1) \gg 0$ und $\delta(\gamma_1) \leq 0$.

Die Fig. 4a-b zeigen die graphischen Darstellungen $A_k=A_k(Q)$ für Spinfolgen der Art $J_i \rightarrow J=2$ mit $J_i=1,2$.

Die dargestellten Graphen gelten sowohl für die Spinfolge $J_1 \rightarrow J=2$ (Übergang γ_1) als auch für eine entsprechende Folge $J=2 \rightarrow J_f$ (Übergang γ_2). Die Angabe des Wertebereichs von δ ($\delta > 0$ bzw. $\delta < 0$) an den beiden Halbbögen der Ellipsen $A_2 = A_2(Q)^*$ entspricht der Phasenkonvention von Krane und Steffen [10]. Da in der Literatur auch andere Phasenkonventionen verwendet werden, soll hier noch kurz auf die damit zusammenhängenden Probleme eingegangen werden (hier: speziell Biedenharn und Rose [1]).

Die Unterscheidung bezüglich erstem oder zweitem Übergang entfällt, wenn die beiden Gl. (3.18) in symmetrischer Form geschrieben werden. Biedenharn und Rose [1] z.B. stellen die Symmetrie der Ausdrücke nach (3.18) künstlich dadurch her, daß sie für den ersten Übergang Absorptionsmatrixelemente, für den zweiten Übergang jedoch Emissionsmatrixelemente benutzen. In der Konvention von Biedenharn und Rose [1], die in früheren Arbeiten überwiegend verwendet wurde, werden die Mischungsverhältnisse - abweichend von Gl. (3.9) - folgendermaßen definiert:

$$\delta_{BR}(\gamma_1) = \frac{\langle J_1 \parallel L+1 \parallel J \rangle}{\langle J_1 \parallel L \parallel J \rangle} \quad (3.22)$$

$$\delta_{BR}(\gamma_2) = \frac{\langle J_f \parallel L+1 \parallel J \rangle}{\langle J_f \parallel L \parallel J \rangle}$$

Dies hat in der Vergangenheit zu Mißverständnissen geführt, weil zu jeder Angabe eines Mischungsverhältnisses dann eine weitere Angabe darüber notwendig ist, ob es sich um ein Verhältnis von Emissions- oder

*Diese Phasenfestlegung gilt nur für den ersten Übergang der Kaskade. Wollte man die Ellipse zur Auswertung des zweiten Übergangs heranziehen, dann drehen sich die Vorzeichen um (vgl. dazu (3.18)).

Absorptionsmatrixelementen handelt.

Diese Diskrepanz ist in der für diese Arbeit gewählten Phasenkonvention von Krane und Steffen [10] nicht gegeben, hier sind sowohl γ_1 als auch γ_2 in Termen aus Emissionsmatrixelementen ausgedrückt (vgl. (3.9)). Dafür muß allerdings die Unsymmetrie der Gl. (3.18) in Kauf genommen werden.

Der Zusammenhang zwischen beiden Phasenkonventionen ist gegeben durch die Beziehungen:

$$\begin{aligned}\delta_{KS}(\gamma_1) &= -\delta_{BR}(\gamma_1) \\ \delta_{KS}(\gamma_2) &= \delta_{BR}(\gamma_2)\end{aligned}\tag{3.23}$$

mit δ_{KS} : Phasenkonvention nach Krane und Steffen [10]. (Eine Übersicht der gebräuchlichsten Phasenkonventionen (auch anderer Autoren, zusätzlich zu den genannten) sowie ihrer Zusammenhänge bezüglich der Mischungsverhältnisse ist z.B. bei Krane [48] oder Rose und Brink [6] nachzulesen.)

Zusammenfassend dargestellt reduziert sich die Auswertung der Richtungskorrelationsmessungen der vorliegenden Arbeit auf die folgenden vorzunehmenden Operationen:

Nach der experimentellen Bestimmung der Richtungskorrelationskoeffizienten $A_{kk}^{mess}(\gamma_1, \gamma_2)$ mit den mittleren Fehlern ΔA_{kk}^{mess} , $k=2,4$ (vgl. Abschnitt 6) werden die von γ_1 abhängigen Faktoren $A_k^{mess}(\gamma_1)$ sowie $\Delta A_k^{mess}(\gamma_1)$ gemäß Gl. (3.21) berechnet. (Analog kann unter Verwendung der Ergebnisse der 616,2 keV-511,8 keV Kaskade bei Kaskaden über das E=1128,0 keV-Zwischenniveau verfahren werden.) Durch Vergleich mit den theoretisch berechneten Funktionen $A_k = A_k(Q(\gamma_1))$ $k=2,4$ (z.B. Fig. 4) wird für jede in Frage kommende Spinfolge der Art $J_{i\gamma_1}^{\pi} \rightarrow 2^+$ sowohl aus $A_2^{mess}(\gamma_1) \pm \Delta A_2^{mess}(\gamma_1)$ als auch aus $A_4^{mess}(\gamma_1) \pm \Delta A_4^{mess}(\gamma_1)$ jeweils ein erlaubter Werte-

bereich für den Mischungsparameter $Q_{(2)}(\gamma_1)$ bzw. $Q_{(4)}(\gamma_1)$ bestimmt.

Bei Nichtübereinstimmung von $Q_{(2)}(\gamma_1)$ und $Q_{(4)}(\gamma_1)$ (Durchschnitt entspricht einer leeren Menge) ist die betreffende Spinfolge auszuschließen. Ergibt sich Überlappung, dann wird der Überlappungsbereich (Durchschnitt) als der nach dem Experiment erlaubte Wertebereich von $Q(\gamma_1)$ angesehen.

Neben $Q(\gamma_1)$ ergibt sich aus der Lage in Bezug auf die Ellipse auch ein Vorzeichen für $\delta(\gamma_1)$. ($\delta(\gamma_1)$ kann nach Gl. (3.17) bestimmt werden.) Wurde Verträglichkeit nur für eine Spinfolge festgestellt, dann liegt eine eindeutige Lösung vor.

4 Aufbau der Meßapparatur

4.1 Vorbedingungen

Für die geplanten Messungen stand eine Zweiparameter-Datenspeicheranlage (Telefunken-Mehrkoordinaten-Registrieranlage) zur Verfügung. Ihre besondere Struktur ist in mehreren vorangegangenen Arbeiten ([52],[53],[78]) eingehend behandelt worden. Im Rahmen dieser Arbeit wird deshalb nur an den Stellen darauf eingegangen, die zum Verständnis der Funktion wesentlich sind.

Aus der in Abschnitt 2.4 dargestellten Problemstellung folgt, daß $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationen an sehr schwach angeregten Kaskadenübergängen im $^{106}_{46}\text{Pd}$ durchzuführen waren. Die jeweils zweiten Übergänge (γ_2) dieser Kaskaden sind die Übergänge mit $E_{\gamma_2} = 511,8$ keV bzw. $E_{\gamma_2} = 616,2$ keV oder $621,8$ keV. Die Trennung zwischen den Übergängen $616,2$ keV und $621,8$ keV ist aufgrund des starken Intensitätsunterschieds auch bei Verwendung eines Halbleiterdetektors problematisch. In einem NaJ(Tl)-Szintillationsdetektor sind beide Energien aufgrund des relativ schlechten energetischen Auflösungsvermögens (ca. 10% bei 662 keV) sowieso nicht zu trennen, sie sind aber deutlich vom $511,8$ keV-Übergang zu unterscheiden. Für die Registrierung der γ_2 -Quanten kann daher ein NaJ(Tl)-Detektor eingesetzt werden.

Auf der anderen Seite läßt sich die Auflösung der teilweise energetisch eng benachbarten ersten Kaskadenübergänge (γ_1) nur durch den Einsatz eines Halbleiterdetektors erreichen. Hierbei muß allerdings in Kauf genommen werden, daß die γ -Ansprechwahrscheinlichkeit des Halbleiterdetektors gegenüber einem NaJ(Tl)-Detektor geringer ist (ca. 10% (bei 1333 keV) gegenüber einem $3'' \times 3''$ NaJ(Tl)-Kristall). Zur Registrierung der

γ_1 -Quanten muß daher ein möglichst großvolumiger Ge(Li)-Detektor verwendet werden. Der bei simultaner Registrierung zu erfassende Energiebereich reicht von ca. 500 keV bis 2500 keV. Dies bedingt einen Speicherbereich von ca. 4000-5000 Kanälen. Die Telefunkt-Mehrkoordinaten-Registrieranlage gestattet im Normalbetrieb zweiparametrische Registrierung in den maximalen Konfigurationen 128x128 bzw. 64x256 Kanäle, die von den eingebauten Analog-Digital-Wandlern (ADW 1,2 (Tfk)) bedingt waren. Die Speicherkonfiguration läßt sich jedoch durch eine für Sonderfälle vorgesehene Betriebsart ("Kondensator-Speicher") variieren.

Konfiguriert man (unter Verwendung eines anderen Analog-Digital-Wandlers (ADW(MD))) dahingehend um, daß für den vom Ge(Li)-Detektor erfaßten und im Speicher zu registrierenden Bereich eine große Zahl der 16 384 verfügbaren Speicherplätze zur Verfügung steht, so nimmt entsprechend die Möglichkeit einer Zweiparameter-Registrierung ab. (Die hier gewählte Konfiguration ist 4x4096, vgl. später).

Die genannten Bedingungen lassen für das vorliegende Meßproblem keine zweiparametrische Registrierung mehr zu. Die Richtungskorrelationsmessung wird daher als einparametrische Registrierung des vom Ge(Li)-Detektor D2 erfaßten Energiebereichs der Quanten γ_1 in Koinzidenz mit den im NaJ(Tl)-Detektor D1 totalabsorbierten Quanten γ_2 durchgeführt. In diesem Falle bietet sich die Möglichkeit, zwei Teilspeicherbereiche (à 4096 Kanäle) je einem bestimmten Energiebereich von γ_2 zuzuordnen (Routing). In der vorliegenden Arbeit wird diese Möglichkeit genutzt zur simultanen Registrierung der Koinzidenzereignisse γ_1 mit den beiden Energiebereichen von γ_2 $E_{\gamma_2} = 511,8$ keV und $E_{\gamma_2} = 616,2/621,8$ keV. Zwei weitere Teilspeicherbereiche (à 4096 Kanäle) werden zur Registrierung der (zur Auswertung benötigten) zugehörigen "zufälligen" Koinzidenzer-

eignisse (vgl. Abschnitt 4.2.1) verwendet.

4.2 Beschreibung der Meßapparatur

4.2.1 Blockschaltbild

Für die Messung stand ein Empfänger mit zylindrischem NaJ(Tl)-Kristall (D1) (Länge und Durchmesser je 5,08 cm) zur Verfügung. D1 war in "integral line"-Montage mit einem 56 AVP-Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) optisch verbunden. Der zweite Empfänger (D2) war ein gekühlter (ca. 77 K), koaxial gedrifteter Ge(Li)-Kristall vom "single open-ended"-Typ (in der Literatur auch als "five-sided" bezeichnet [79]), mit einem aktiven Volumen von 58 cm^3 .

Dieser Detektor wurde fest montiert, während der NaJ(Tl)-Detektor in einem Winkelbereich von $90^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$ (θ relativ zur Symmetrieachse D2) um eine Drehachse, in der sich das radioaktive Präparat (Q) befand, schwenkbar war. Der Abstand der beiden Empfängervorderseiten von dieser Drehachse betrug 67,5 mm für D1 und 53 mm für D2. Gegen seitliche Einstrahlungen waren beide Empfänger durch Bleiblenen abgeschirmt. Die Öffnung der Bleiblenen begrenzte den durch die Kristallvorderfläche erfaßten Raumwinkel auf $\Delta\Omega_1/4\pi = 3,2\%$ bei D1 sowie $\Delta\Omega_2/4\pi = 2,8\%$ bei D2. Direkte Streuungen von Kristall zu Kristall (die echte Koinzidenzen vortäuschen) sind in den bei der Meßdurchführung eingestellten Winkelstellungen $\theta = 165^\circ, 180^\circ, 195^\circ$ zu erwarten. Sie können im Rahmen der geplanten Messungen vernachlässigt werden, da die auszunutzenden Energiebereiche nicht beeinflusst sind: Die Energien der in den angeführten Winkelbereich rückgestreuten Compton-Quanten liegen unterhalb ca. 260 keV. Sie sind damit von der Registrierung ausgeschlossen, da einerseits im Ge(Li) Detektor-Kreis

nur Energien $E \geq 400$ keV (vgl. Abschnitt 5.2) registriert werden und andererseits im NaJ(Tl) Detektor-Kreis auch nur Nachweisenergien im Bereich 511,8 keV bzw. 616,2/621,8 keV zu einer Registrierung führen (vgl. Abschnitt 4.2.2).

Fig. 5 zeigt das Blockschaltbild der verwendeten Meßapparatur. Es ist im wesentlichen eine konventionelle "fast-slow"-Anordnung mit einigen Besonderheiten, auf die noch eingegangen wird.

In Fig. 5 sind folgende Bezeichnungen verwendet:

D1, D2	: <u>D</u> etektor 1, 2
Q	: <u>Q</u> uelle, Anordnung des radioaktiven Präparats im Schnittpunkt der Symmetrieachsen von D1 und D2
VV	: FET- <u>V</u> or <u>v</u> er <u>st</u> ärker
SEV(+IF)	: <u>S</u> ekundärelektronen <u>v</u> ervielfacher (und <u>I</u> mpuls <u>f</u> ormer)
HV1, HV2	: <u>H</u> ochspannungs <u>v</u> ersorgung für D1, D2
Delay	: Fest einstellbare Verzögerungsleitungen
OV, LV	: Linearver <u>st</u> ärker
ZD	: <u>Z</u> eitbestimmender <u>D</u> iskriminator ("Leading edge"-Typ)
ZD(CF)	: <u>Z</u> eitbestimmender <u>D</u> iskriminator ("Constant fraction"-Typ)
TFA	: <u>T</u> iming <u>F</u> ilter <u>A</u> mplifier
SV 1, 2, 3	: <u>S</u> ignal <u>v</u> erteiler 1, 2, 3
KG	: <u>K</u> oinzidenzgerät (schnell)
Inv.1, 2	: <u>I</u> nvertierungsstufen 1, 2
"UND"1, 2	: "Und"- <u>T</u> ore 1, 2
E St.	: <u>E</u> nd <u>s</u> tufe (Impulsform- und Verzögerungsstufe)
BA	: Gated <u>B</u> iased <u>A</u> mplifier (Schwellenver <u>st</u> ärker)
IF	: <u>I</u> mpuls <u>f</u> ormer
ADW 2 (Tfk)	: <u>A</u> nalog- <u>D</u> igital- <u>W</u> andler (<u>T</u> elefunken), 8 bit
ADW (ND)	: <u>A</u> nalog- <u>D</u> igital- <u>W</u> andler (<u>N</u> uclear <u>D</u> ata), 12 bit
PRP	: Ausgangssignal zur Herleitung der Energieinformation

Fig. 5: Blockschaltbild der Meßapparatur
(Die Bleiabschirmungen von D1 und D2 sind nicht
eingezeichnet)
(Erläuterungen vgl. Text)

PLT	: Ausgangssignal zur Herleitung der Zeitinformation
E_1, E_2	: Signale für Nachweis von γ_2 -Ereignissen in den Energiefenstern E_1 bzw. E_2
SE	: <u>S</u> peicher- <u>E</u> nde-Impuls
bit, $\overline{\text{bit}}$	: Steuerimpulse zum Routing-Betrieb

Die prinzipielle Wirkungsweise dieser Meßanordnung soll hier am Beispiel einer γ_1/γ_2 Kaskade kurz umrissen werden (eine detailliertere Beschreibung folgt in Abschnitt 4.2.2): Ein Kaskadenzerfall eines Kerns im Präparat Q führt zur Emission der Quanten γ_1 und γ_2 mit einem zeitlichen Abstand < 20 ps. Wird sowohl γ_1 im Ge(Li)-Detektor D2 als auch γ_2 im NaJ(Tl)-Detektor D1 registriert, dann wird im Koinzidenzgerät KG ein Koinzidenzsignal erzeugt, das die zeitliche Korrelation beider Quanten ("gleichzeitig") markiert. Dieses Koinzidenzsignal wird durch die UND-Stufen "UND"1 bzw. "UND"2 verknüpft mit der Aussage, daß die von γ_2 abgegebene Energie im Bereich von 511,8 keV (E_1) bzw. 616,2 keV/621,8 keV (E_2) liegt. Ist diese Bedingung erfüllt (und gleichzeitig die nachfolgende Registrierung auf eine Analyse vorbereitet), dann wird die von γ_1 im Ge(Li)-Detektor abgegebene Energie festgestellt und registriert.

Die Freigabe der Registrierung erfolgt in dieser Meßanordnung am Schwellenverstärker BA bei Fehlen des Signals Inhibit (nachgeschaltete Registrierung ist nicht durch die Verarbeitung eines vorangegangenen Energiesignals blockiert) über die Steuersignale Gate (Koinzidenzsignal) und Strobe (Koinzidenzsignal mit zusätzlicher Aussage "Ereignis γ_2 im gewünschten Energiebereich").

Wird γ_2 im Energiebereich E_1 registriert, so steuert die "UND"1-Stufe einen bestimmten Teilspeicherbereich zur Registrierung von γ_1 an; dieser ist getrennt von

einem zweiten Teilspeicherbereich, der durch "UND"2 (γ_2 im Energiebereich E_2) angesteuert wird. Simultan werden dadurch sowohl die Koinzidenzereignisse ($\gamma_1/\gamma_2=511,8$ keV) als auch ($\gamma_1/\gamma_2=616,2/621,8$ keV) registriert (Routing).

Über einen längeren Zeitraum wird die so bewertete Häufigkeitsverteilung der von γ_1 abgegebenen Energien im Speicher sichtbar. (Für jeweils eine bestimmte Winkelstellung Θ_k der Detektoren.) Dabei werden aber prinzipiell solche Ereignisse mitregistriert, die zufällig sowohl die Zeitbedingung "gleichzeitig" als auch die Energiebedingung E_1 oder E_2 in Detektor 1 erfüllen, jedoch nicht aus einem Kaskadenzerfall zeitlich korreliert sind.

Diese "zufälligen Koinzidenzen" können aufgrund ihrer zeitlichen Gleichverteilung getrennt registriert werden. Man geht dabei von der Annahme aus, daß dem "prompten" Anteil der korrelierten Ereignisse im Zeitspektrum ein von der Zeitdifferenz unabhängiger konstanter Untergrund von "zufälligen" Ereignissen überlagert ist. Wegen dieser Konstanz läßt sich der zufällige Anteil dadurch bestimmen, daß man das Koinzidenzfenster aus dem "prompten" Bereich in den rein zufälligen Bereich verschiebt. Dies geschieht durch eine Verzögerungsleitung. Dazu wird über eine Verzögerungsleitung (Delay schaltbar) das Koinzidenzsignal vom KG z.B. nur solchen Nachweisereignissen zugeordnet, deren zeitlicher Abstand (hier ca. 200 ns) wesentlich größer ist als derjenige der korrelierten Kaskadenübergänge γ_1 und γ_2 . Die Steuerung des Teilspeicherbereichs, der diesen zufälligen Ereignissen zugeordnet ist, erfolgt dabei über eine Programmsteuerung (Fernsteuerung zur Bereichswahl).

4.2.2 Überblick über die Funktionsweise

Die interessierende Information über ein Ereignis ist
1.) die Energie, die an den Detektor abgegeben wird und
2.) der Zeitpunkt des Nachweisereignisses.

Die Information über γ -Nachweisereignisse wird von beiden Detektoren in Form von Analogsignalen geliefert, deren Amplituden zur absorbierten Energie proportional sind. Diese Signale enthalten Rauschanteile von verschiedener Herkunft, die sowohl die energetische als auch zeitliche Aussage unscharf machen. Um das Signal-zu-Rauschverhältnis zu optimieren, werden diese Signale in nach Zeit-Aussage (Zeitkreis) und Energie-Aussage (Energiekreis) getrennten Zweigen weiterverarbeitet. Im Energiekreis von D1 werden die Signale von der 9. Dynode des SEV über einen integrierenden Vorverstärker abgenommen (PRP-Impulse) und über einen nachfolgenden Verstärker OV zum Analogeingang des Analog-Digital-Wandlers ADW 2 (Tfk) geführt. (Die zwischengeschaltete Verzögerung Delay dient hier (analog im Zeitkreis von D1) zur später am "UND"-Tor benötigten zeitlichen Anpassung an die Zeitverhältnisse des andersartigen Detektors D2.) Im Energiekreis von D2 werden die Ausgangssignale des Vorverstärkers VV über einen Linearverstärker LV, der selektiv diejenigen Frequenzbereiche verstärkt, die die Energieinformation tragen, zu einem Biased Amplifier (BA) und schließlich ebenfalls zu einem Analog-Digital-Wandler (ADW (ND)) geführt. BA wirkt dabei als Schwellenverstärker, der nur Impulse verstärkt, deren Amplituden eine untere einstellbare Spannungsschwelle überschreiten. Die untere Schwelle und der Verstärkungsfaktor sind optimal so zu wählen, daß der Amplitudenbereich der so erfaßten Impulse gerade dem interessierenden Energiebereich der in D2 registrierten γ -Quanten entspricht. Dabei gilt die Einschränkung, daß Impulse, deren Amplitude durch vorangegangene Impulse verfälscht ist (Aufstockung), durch eine Aufstockungsunterdrückungsschaltung ("pile up rejection") am Eingang des BA von der Registrierung

ausgeschlossen werden.

Mit Hilfe der "zeitbestimmenden Diskriminatoren" ZD (für D1) und ZD(CF) (für D2) wird jedem Impuls im Energiekreis eine entsprechende Zeitmarke zugeordnet, die den Zeitpunkt markiert, zu dem das betreffende γ -Quant im Detektor registriert wurde. ZD erzeugt die Zeitmarke (Z_1) aus den von der SEV-Anode abgeleiteten Impulsen (PIT) im "leading edge"-Verfahren (vgl. [77],[53]). ZD(CF) erzeugt die Zeitmarken (Z_2) im "constant fraction"-Verfahren, d.h. der Auslösezeitpunkt wird unabhängig von der Amplitude der Eingangsimpulse durch Überschreiten eines Spannungspegels, der einem konstanten Bruchteil der Amplitude entspricht, markiert. Dem ZD(CF) ist ein Timing-Filter-Amplifier TFA vorgeschaltet, der aus den VV-Ausgangsimpulsen selektiv diejenigen Frequenzbereiche verstärkt, die die Information über die Zeitpunkte der γ -Nachweisereignisse enthalten: Durch Differentiation mit sehr kleinen Zeitkonstanten ($\tau=10\ldots 100$ ns) werden Impulse mit steilem Anstieg erzeugt.

Die Zeitmarken Z_1 und Z_2 werden über Signalverteiler SV1, SV2 und Verzögerungsleitungen Delay, Delay (schaltbar) (dazu später) einem Koinzidenzgerät KG zugeführt. Z_1 löst außerdem über ein Verzögerungsglied Delay die Amplitudenanalyse in ADW 2 (Tfk) aus (Trigger), sobald die zugehörigen Analogsignale ihr Amplitudenmaximum erreicht haben. Auch hier gilt analog dem BA die Einschränkung, daß durch einen "pile up rejection"-Kreis diejenigen Signale von der Messung ausgeschlossen werden, deren Amplitude durch Aufstockung auf vorhergehende Signale verfälscht ist oder eine untere Schwelle des ADW 2 (Tfk) nicht überschreitet (eine ausführliche Beschreibung der Wirkungsweise ist bei R. Thielmann [78] nachzulesen).

ADW 2(Tfk) klassifiziert die Amplitude des Analogsignals durch Vergleich mit äquidistanten durchnummerierten Spannungsbereichen des Analysierbereichs (hier 256), denen jeweils eine digitale Größe zugeordnet ist. Nach Beendigung des Meßvorgangs liefert ADW 2 (Tfk) am Aus-

gang einen digitalisierten Amplitudenwert (Impulskombination) sowie eine Zeitmarke, die das Ende des Analysiervorgangs anzeigt (hier nur für Registrierzwecke verwendet). Die besondere Konfiguration der Telefunken-Registrieranlage gestattet es, am Digital-Ausgang des ADW 2 (Tfk) Kanalgruppen ("Fenster") digital auszublenden. Dies erfolgt derart, daß am Ausgang einer Torschaltung (in Fig. 5 durch Schaltzeichen für "UND"-Verknüpfungen dargestellt) immer dann ein Impuls auftritt, wenn die Amplitude eines im ADW 2 (Tfk) analysierten Signals in den Bereich des betreffenden "Fensters" gefallen ist. Die Fenster werden auf die Energiebereiche E_1 und E_2 , hier Totalabsorptionsbereiche für γ -Quanten mit $E_1=511,8$ keV und $E_2=616,2$ keV+621,8 keV, eingestellt (vgl. Fig. 8). Damit wirkt ADW 2 (Tfk) (im Zusammenwirken der nach Fig. 5 geschalteten Meßapparatur) wie ein "Einkanaldiskriminator" zur Ausblendung derjenigen Impulse, die dem Nachweis von γ -Ereignissen entsprechen, deren vom Detektor absorbierte Energie innerhalb der "Energiefenster" E_1 und E_2 liegt.

Die Ausgangsimpulse der Torschaltung für E_1 bzw. E_2 werden über Inverterstufen Inv.1 bzw. Inv.2 auf die "UND"-Tore "UND"1 bzw. "UND"2 geführt. Hierbei ist anzumerken, daß "UND"1 nicht gleichzeitig mit "UND"2 angesteuert wird. Bedingt durch die (feste) Totzeit von ADW 2 (Tfk) (hier 11,8 μ s) ist der zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Impulse aus E_1 und E_2 nicht kleiner als dieser Wert.

Das Koinzidenzgerät KG soll im Prinzip immer dann ein Ausgangssignal liefern, wenn gleichzeitig in beiden Detektoren D1 und D2 je ein γ -Quant registriert worden ist. Die Bestimmung der Gleichzeitigkeit zweier Registrierereignisse mit Hilfe der Zeitmarken Z_1 und Z_2 beinhaltet eine zeitliche Unschärfe, bedingt durch die verschiedenartigen Verfahren von ZD und ZD(CF) zur Markierung des Auslösezeitpunktes sowie durch statistische Prozesse, die zur Bildung der Detektor-Impulse beitragen (vgl. [77]). Die Koinzidenzauflösungszeit τ vom KG muß

dieser Unschärfe so angepaßt werden, daß möglichst viele der koinzidenten γ -Quanten innerhalb eines vorgegebenen Energiebereichs ohne "Koinzidenzverluste" erfaßt werden. Zum anderen sollen jedoch von solchen Nachweisereignissen, deren Zeitmarken zufällig in dem Bereich von τ liegen ("zufällige Koinzidenzen"), möglichst wenige zur Registrierung beitragen. Beide Forderungen stehen sich entgegen, sodaß die Wahl von τ als Kompromiß optimalisiert werden muß. (Hier eingestellter Wert $\tau=45$ ns.) KG liefert immer dann ein Ausgangssignal ("Koinzidenzsignal"), wenn zwei Zeitmarken Z_1 und Z_2 innerhalb von τ an den Eingängen von KG erscheinen.

Aufgrund der unterschiedlichen Art der Informationsgewinnung über γ -Ereignisse in D1 (Szintillationskristall) und D2 (Halbleiterkristall) sind die Zeiten bis zur Bildung von Z_1 und Z_2 für γ -Ereignisse, die gleichzeitig in den Detektorkristallen wechselwirken, unterschiedlich. (Dies läßt sich z.B. in 180° -Stellung von D1 und D2 mit Hilfe der in 180° -Richtung stark korrelierten Vernichtungsquanten aus dem Positronenzerfall von ^{22}Na überprüfen.) Um diese Unterschiede auszugleichen, sind die Verzögerungsleitungen vor die KG-Eingänge geschaltet. Jedes Koinzidenzereignis, dessen Signale sowohl von D1 her am ADW 2 (Tfk)-Eingang als auch von D2 her am Eingang des Schwellenverstärkers BA erscheinen, ist durch das gleichzeitige Auftreten des Koinzidenzsignals gekennzeichnet. Dieses Signal sorgt über den "Interrupt"-Eingang am ADW 2 (Tfk) (vgl. [78]) für die Priorität der Analyse des eingetroffenen und als koinzident erkannten Analogsignals durch Unterbrechung einer gerade im ADW 2 (Tfk) laufenden Analyse. Die konjunktive Verknüpfung des Koinzidenzsignals mit den in die Energiebereiche E_1 oder E_2 klassifizierten Digitalsignalen erfolgt über die UND-Tore "UND"1 bzw. "UND"2. Am Eingang des BA sorgt das Koinzidenzsignal über eine Torschaltung (Gate) dafür, daß nur das als koinzident erkannte Analogsignal (von D2) die Chance hat, als ein dem interessierenden Energie-

bereich zugeordnetes Signal erkannt und weiterverarbeitet zu werden. Diese Weiterverarbeitung hängt neben der Selektion in dem eingestellten Bereich sowie der Unbedenklichkeitserklärung bezüglich von Aufstockungsverfälschungen noch von zwei weiteren Bedingungen ab. Die eine ist das Nichtvorhandensein eines Sperrsignals (Inhibit) durch eine Besetztmeldung (ADW Busy) des nachgeschalteten Analog-Digital-Wandlers ADW (ND) sowie die Erfüllung der konjunktiven Verknüpfung in einem der UND-Tore "UND"1 oder "UND"2 (Strobe). Das logische Kriterium in der vorliegenden Schaltung für die Weiterverarbeitung der zugehörigen Amplitudeninformation vom Ge(Li)-Detektor D2 muß am Schwellenverstärker BA erfüllt sein. Dieses Kriterium liegt in dem gemeinsamen Auftreten (d.h. in zeitlich einander angepaßter Folge) des Koinzidenzsignals (Gate) (das allgemein die zeitliche Korrelation mit einem in D1 registrierten Nachweiserereignis markiert) und des Ausgangssignals einer der beiden "UND"-Tore (Strobe) (das speziell die zeitliche Korrelation mit einem in D1 registrierten Nachweiserereignis, dessen absorbierte Energie im Bereich der Fenster E_1 oder E_2 liegt, markiert). Das "UND"-Signal kann aufgrund des zeitlichen Abstands zwischen den Impulsen aus E_1 bzw. E_2 (vgl. oben) dabei gemeinsam von "UND"1 sowie "UND"2 erfaßt und über eine Impulsanpassungsstufe E St. dem Strobe-Eingang zugeführt werden. (Der Strobe-Impuls wirkt als Auslöser für das Ausgangssignal des BA.)

Die Spannungsamplitude U_A des zur Verarbeitung im nachgeschalteten ADW (ND) anstehenden Ausgangssignals vom BA hängt analog von der Spannungsamplitude U_E des Analogsignals am Eingang ab: $U_A = V(U_E - U_S)$; hierbei bedeuten U_S die einstellbare Spannungsschwelle und V die (ebenfalls einstellbare) Verstärkung des Schwellenverstärkers BA.

Der ADW (ND) wirkt prinzipiell so, daß er jedes Analog-

signal entsprechend dessen Amplitudenmaximum in eines von 4096 (12 bit) gleichgroßen Amplitudenintervallen klassifiziert und dieser Klassifizierung eine digitale Größe in Form von zugeordneten Impulskombinationen (bit-Kombinationen) zuordnet. Diese 12-bit-Amplitudeninformation wird auf das 14-bit-Adresszählregister der Mehrkoordinaten-Registrieranlage übertragen (Telefunken-Kondensator-Speicher). Der Inhalt des Adresszählregisters stellt die Adresse einer der 16 384 Speicherzellen (Kanäle) des Vielkanaldiskriminators dar. Beim Vorliegen eines Speicherbefehls (AI 2) wird der Inhalt dieser adressierten Zelle um eins erhöht und das Adresszählregister für die Übernahme einer neuen Amplitudeninformation vorbereitet.

Man erhält auf diese Weise ein Histogramm der eindimensionalen Impulshöhenverteilung der vom Ge(Li)-Detektor D2 in Koinzidenz mit einem γ -Nachweis in D1 (im Energiebereich E_1 bzw. E_2) registrierten γ -Energien (Koinzidenzspektrum).

Die Klassifizierung des Koinzidenzspektrums nach der Koinzidenzreferenz E_1 oder E_2 erfolgt hier durch Verwendung des Ausgangssignals des jeweiligen UND-Tors über eine Interface-Stufe (vgl. Abschnitt 4.2.3) zur Steuerung des 13. Bits im Adresszählregister ("UND"1: bit; "UND"2: $\overline{\text{bit}}$). (Das 14. bit wird durch die Programmsteuerung (vgl. Abschnitt 4.2.4) in Verbindung mit der Steuerung der Verzögerungsleitung (Delay schaltbar) ausgewählt (Fernsteuerung zur Bereichswahl).).

4.2.3 Anpassung des Analog-Digital-Wandlers ADW (ND) an die Mehrkoordinaten-Registrieranlage

Der zur Verfügung stehende ADW (ND) ist ein Modul aus dem Analysator-System der Serie 2200 von Nuclear Data, Inc.. Sein maximaler Klassifizierungsbereich für Analogsignale beträgt 4096 (12 bit) Amplitudenintervalle über den vollen Eingangsbereich.

Über die Möglichkeit des Sonderbetriebs "Kondensator-Speicher" kann dieser ADW (ND) prinzipiell an die 14 bit-Informationseingabe der Mehrkoordinaten-Registrieranlage angeschlossen werden. Zur Inbetriebnahme in dieser Anordnung dient eine speziell dafür entwickelte Anpassungseinheit (Interface, vgl. Fig. 5). Diese Einheit muß einerseits in Verbindung mit dem Telefunken-Speicher die Steuersignale des ADW (ND) liefern und andererseits den Pegel der ADW (ND)-Ausgänge auf den Pegel der Kondensatorspeicher-Eingänge (und umgekehrt) umsetzen. (Der Nullpegel des ADW (ND) liegt bei ca. +6 V, während derjenige der Mehrkoordinaten-Registrieranlage bei ca. 0 V liegt.)

Der Steuerungsablauf eines Analysezyklus ist der folgende:

Ausgehend von einem manuell (Druckschalter) oder ferngesteuert (Relais) ausgelösten "Start"-Impuls (wird nur beim ersten Zyklus benötigt) wird ein Impuls CLRADC im Interface erzeugt, der den ADW (ND) für eine Analog-Digital-Wandlung vorbereitet. Bei Anstehen eines Eingangssignals am ADW (ND) beginnt der Wandlungsprozeß, dem ein Signal CB zugeordnet ist, dessen zeitliche Länge die Dauer der Umwandlung repräsentiert. Zugleich zeigt der ADW eine "Besetzt"-Meldung in Form eines Signals ADW Busy (intern:ADCB). (Dieses Signal wird in der vorliegenden Meßanordnung sowohl zur Sperrung des BA (als Inhibit) als auch zur Sperrung der UND-Pore (Eingänge Anti) (vgl. Fig. 5) herangezogen; die Sperrzeit entspricht der Signaldauer von ADW Busy.) Mit dem Auftreten von ADW Busy wird intern ein Wechsel der beiden gerade anstehenden, zur Routing-Steuerung herangezogenen Steuerbits (intern: bit 9, bit 10 des Telefunken-Kondensator-Speichers) blockiert (vgl. später). Damit wird sichergestellt, daß das gerade in Analyse befindliche Amplitudensignal nur in den ihm zugeordneten angesteuerten Teilspeicherbereich übernommen werden kann (vgl. Abschnitt 5.2).

Das Ende der Analog-Digital-Umsetzung wird durch das Ende von CB angezeigt. Am Ausgang des ADW (ND) wird die digitale 12 bit-Amplitudeninformation zur Übernahme in das Adresszählregister des Telefunken-Speichers bereitgestellt. Zur Übernahme muß eine Torschaltung am ADW (ND)-Ausgang durch ein Transfer-Signal (intern: ATR) geöffnet werden. Dieses Signal wird aus der Abfallsflanke von CB hergeleitet: Über eine Differentiationsstufe wird bei Ende des Signals CB ein Impuls CB' gewonnen, der über eine extern zugeschaltete Impulsformerstufe IF als Transfer (über die Interface-Pegelumsetzungsstufe) wieder dem ADW (ND) zugeführt wird.

Daraufhin wird die 12 bit-Amplitudeninformation zusammen mit den beiden Steuerbits über die Pegelumsetzungsstufen des Interface zunächst auf den Kondensator-Speicher der Mehrkoordinaten-Registrieranlage übertragen. Zur Übernahme in das Adresszählregister und Einspeicherung in den Kernspeicher wird ein Signal AI 2 benötigt, das ebenfalls extern über eine Impulsformerstufe mit Verzögerung ($IF + Delay$) vom Impuls CB' hergeleitet wird (vgl. Fig. 5). (Zur zeitlichen Anpassung an die Schaltzeit muß AI 2 gegenüber CB' verzögert werden; hier eingestellte Verzögerung: $2,1 \mu s$.)

Nach Beendigung des Einspeichervorgangs wird das Speicher-Ende-Signal SE (zeitliche Lage ca. $10 \mu s$ nach AI 2) als clear-Impuls auf die Interface-Stufe zurückgeführt und daraus der Impuls CLRADC gebildet. (Hier, anders als zu Beginn, über eine Pegelumsetzungsstufe.) CLRADC bereitet den ADW (ND) auf die nächste Analog-Digital-Wandlung vor. Ist dieser Prozeß beendet (ca. $8 \mu s$ nach CLRADC), dann zeigt das Ende von ADW Busy an, daß ein neuer Analysezyklus beginnen kann.

Wie schon angeführt, bietet die Interface-Einheit daneben die Möglichkeit, zwei Adressbits des Telefunken-Speichers extern anzusteuern. Der Telefunken-Speicher

läßt sich im Sonderbetrieb so konfigurieren (intern: Speichergruppe B6, Adressgruppe K), daß diese beiden bit-Informationen zur Steuerung von 4 Teilspeicherbereichen (je 4096 Speicherplätze) verwendet werden können (Routing-Verfahren; vgl. Abschnitt 4.1). Dies wird in der Meßdurchführung in folgender Weise verwendet: Die Erfüllung der konjunktiven Verknüpfung "UND"1 bzw. "UND"2 schaltet das erste Steuerbit: bit 9 bzw. bit 9 (in Fig. 5: bit und bit). Die Bereichswahl Registrierung "korrelierter" bzw. "zufälliger" Koinzidenzereignisse (in Fig. 5: Fernsteuerung zur Bereichswahl) schaltet das zweite Steuerbit: bit 10 bzw. bit 10. Damit gelten die Kombinationen

	$E_{\gamma_2} = 511,8 \text{ keV}$	$E_{\gamma_1} = (616,2/621,8) \text{ keV}$
korrelierte Ereignisse	9, 10	<u>9</u> , 10
zufällige Ereignisse	9, <u>10</u>	<u>9</u> , <u>10</u>

4.2.4 Zusatzeinrichtungen

Die Richtungskorrelationsanlage enthält verschiedene technische Besonderheiten, über die bereits ausführliche Beschreibungen vorliegen (R. Thielmann [78]). Im folgenden sollen nur die wesentlichen Punkte kurz erwähnt werden:

Die "Interrupt"-Schaltung des Telefunkens-ADW unterbricht eine laufende Analyse zugunsten eines von einem Koinzidenzsignal begleiteten Analogsignals.

Die Stabilisierung ist bei energiewahlweisen Langzeitmessungen ein wesentlicher Faktor der Meßanordnung. Der Ge(Li)-Kreis ist stabil auf ca. 0,1% (Schwankungen der Schwerpunkte von Totalabsorptionslinien über die Gesamtmeßdauer). Auf etwa gleiche Konstanz wird der NaJ(Tl)-Kreis durch die Peaklagenstabilisierung geregelt. Diese regelt die SEV-Spannung in Abhängigkeit von der Lage einer Referenz-Totalabsorptionslinie (Peak) im Impulshöhenspektrum der nachgewiesenen γ -Energien. Die

Lage des Peaks wird durch Vergleich der Raten zweier aus den beiden Flanken ausgeblendeter Fenster kontrolliert. (Die erreichte Stabilität bei den durchgeführten Messungen war sehr gut, die Auswertung ergab relative Schwankungen der Peakswertpunkte in der typischen Größe von 0,1% während der gesamten Meßdauer.)

Die Daten-Ein-und Ausgabe auf Lochstreifen und Magnetband erfolgt über die von R. Thielmann entwickelte Ein-Ausgabesteuerung EAS-01 ([78]).

Als Kontrolleinrichtung zur Überwachung und Registrierung aller wichtigen Impulsraten und Meßzeiten dient eine zusätzliche digitale Registrieranlage, bestehend aus 16 elektronischen Zählern und einem Ausgabegerät. Mit dessen Hilfe können die jeweiligen Zählerinhalte auf Lochstreifen und Schreibmaschine ausgegeben werden. Die Zeitbasis bilden die Ausgangsimpulse eines quarzgesteuerten Impulsgenerators (Quarzuhr). Dieser Generator bestimmt auch den zeitlichen Ablauf des auf Lochstreifen codierten Richtungskorrelationsmeßprogramms (vgl. Abschnitt 5.2) mit Hilfe einer Programmsteuerung (vgl. [78]).

Die Programmsteuerung ermöglicht prinzipiell die automatische Durchführung von Experimenten im Rahmen der vorgegebenen Meßgeräteanordnung mit Ausnahme der Einstellung des Winkels Θ zwischen den Detektorsymmetrieachsen. Im Rahmen der vorzunehmenden Meßdurchführung (vgl. Abschnitt 5.2) mußte diese Programmsteuerung erweitert werden sowohl auf die Fernsteuerung der Ausgabefunktionen aller an EAS-01 angeschlossenen Datengeräte als auch auf die Fernsteuerung derjenigen Funktionen, die mit der Inbetriebnahme der Interface-Einheit am ADW (ND) zusammenhängen ("Start"; Steuerbit für Speicher-Bereichswahl; echte - zufällige Koinzidenzen; Delay schaltbar). Dies beinhaltete eine Umkonfigurierung der logischen Verknüpfungen und damit die Neuerstellung der Software.

4.3 Übersicht über Einstellungsarbeiten

Die Geräte in den Energiekreisen von D1 und D2 (Vor- bzw. Hauptverstärker) sind durch passende Wahl von Zeitkonstanten und Verstärkungen so einzustellen, daß sich die beste energetische Auflösung sowohl im NaJ(Tl)-Kreis als auch im Ge(Li)-Kreis bei der zur Messung verwendeten Zerfallsrate der radioaktiven Quelle ergibt. Die Auflösung läßt sich aus (in Vor-messungen registrierten) Einzelspektren bestimmen. (Einzelspektren sind Impulshöhenverteilungen der Analogsignale, die ohne zusätzliche logische Verknüpfungen gemessen werden.)

Das Impulshöhenspektrum der vom Detektor D1 registrierten γ -Quanten ($^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall) ist in Fig. 8 dargestellt. Zur vorliegenden Meßdurchführung wurden (wie schon in Abschnitt 4.1 und 4.2 erwähnt) zwei Energiebereiche E_1 und E_2 digital ausgeblendet; die entsprechenden ausgewählten Fenster I und II sind in Fig. 8 eingezeichnet.

Zur Einstellung der Geräte in den Zeitzweigen (zeitliche Anpassung zwischen den Analogsignalen und den ihnen korrespondierenden logischen Signalen (Z_1 , Z_2 , Koinzidenzsignal, Strobe)) kann grundsätzlich ein passendes radioaktives Präparat wie ^{22}Na mit den in 180° -Richtung korrelierten "koinzident" emittierten Vernichtungsquanten verwendet werden.

Speziell zur Einstellung der zeitlichen Lage und Breite des Koinzidenzauflösungsbereichs (Koinzidenzfenster) dient eine Hilfsschaltung, die in Fig. 6 dargestellt ist. Hierin bedeuten: (zusätzlich zu den Bezeichnungen, die zu Fig. 5 erläutert werden):

TPH : Zeit-Impulshöhe-Wandler (time to pulse height)
Timing SCA : Einkanaldiskriminator (Zeitmarkengeber für Impulse, die einem bestimmten Energieumsatz von γ -Quanten im Detektor entsprechen)

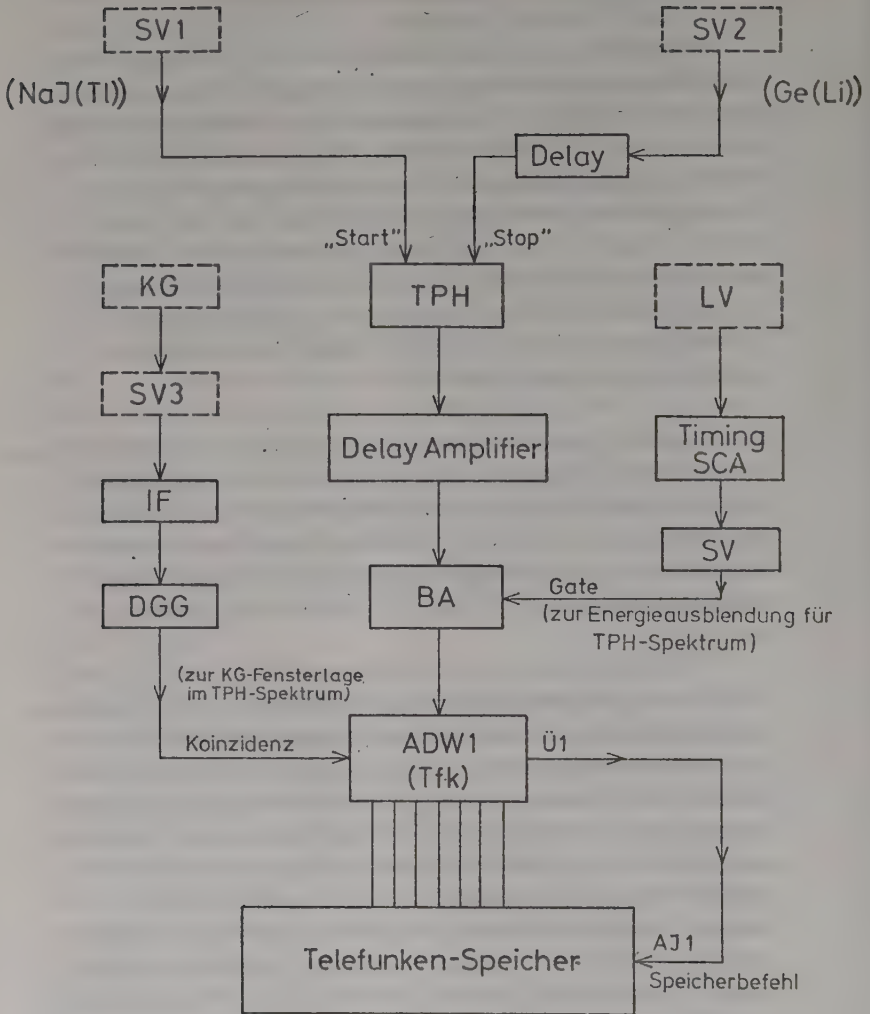


Fig. 6: Hilfsschaltung zur Einstellung der Meßapparatur
 (Die gestrichelt dargestellten Geräte sind Teile
 der Meßanordnung Fig. 5)
 (Erläuterung vgl. Text)

DGG : Verzögerungs- und Verstärkungsstufe für Normimpulse (Delay Gate Generator)

Ausgehend von den Signalverteilern SV1 und SV2 in den Zeitzweigen des NaJ(Tl)-Detektors D1 und des Ge(Li)-Detektors D2 werden die Zeitmarken Z_1 und Z_2 (diese über eine Verzögerungsleitung Delay) auf den Start- bzw. Stop-Eingang eines Zeit-Impulshöhen-Wandlers TPH geführt. Dieser ordnet jeder Differenz $t_{Z_1} - t_{Z_2}$ zwischen den Zeitmarken Z_1 und Z_2 eine linear damit korrelierte Impulsamplitude zu. Die Impulsamplituden werden über den Analog-Digital-Wandler ADW 1 (Tfk) im Speicher registriert. Das Histogramm der Impulshöhenverteilung wird im folgenden als TPH-Spektrum oder Zeitspektrum bezeichnet. Auf die Struktur von Zeitspektren wird in anderen Arbeiten (z.B. [77], [84]) eingegangen. Die gemessenen Zeitspektren dienen zur Überprüfung der Einstellung der zeitbestimmenden Diskriminatoren ZD und ZD(CF) auf beste zeitliche Auflösung. Mit der Anordnung Fig. 6 lassen sich die Zeitspektren wahlweise bewerten (durch zusätzliche Verknüpfung) mit den folgenden Bedingungen:

- a) Es werden nur die Zeitmarkendifferenzen von solchen γ -Nachweisereignissen registriert, bei denen das im Detektor D2 registrierte γ -Quant in einem bestimmten Energieintervall nachgewiesen wurde (Einkanaldiskriminatorsignal $\rightarrow$ Gate BA). (Diese Möglichkeit dient zur Optimierung der Einstellung im interen Energiebereich.)
- b) Es werden nur diejenigen Zeitmarkendifferenzen registriert, die innerhalb der eingestellten Koinzidenzauflösungszeit τ liegen (Koinzidenzsignal $\rightarrow$ Koinzidenz-Torschaltung am ADW 1 (Tfk)).

Mit dieser Möglichkeit läßt sich die zeitliche Lage und Breite des Koinzidenzfensters relativ zum Zeitspektrum überprüfen. In Fig. 7a ist das mit Hilfe der Schaltung Fig. 6 gemessene Zeitspektrum (TPH-Bereich: 400 ns) dargestellt (nach Einstellung von ZD und ZD(CF) (vgl. Fig. 5) auf beste zeitliche Auflösung; die Halb-

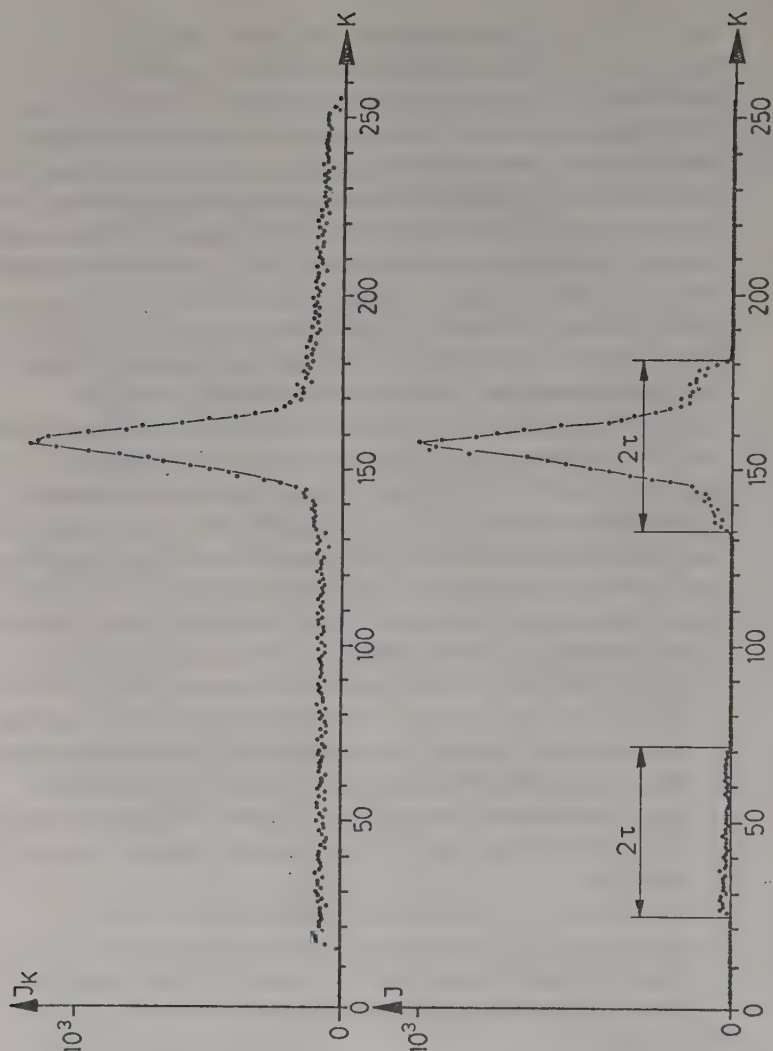


Fig. 7: a) Zeitspektrum (vgl. Text) nach Einstellung der Meßapparatur mit Präparat ^{106}Ru (Figur oben)
 b) Zeitliche Lage der Koinzidenzregistrierbereiche
 (Fensterlage $k=23\dots71$:
 Registrierung von zufälligen Koinzidenzen
 Fensterlage $k=133\dots181$:
 Registrierung von korrelierten Koinzidenzen
 Differenz beider Einstellungen ≈ 200 ns; $2\tau=90$ ns)

wertsbreite der den korrelierten Ereignissen entsprechenden "prompten Kurve" wurde hier zu 22 ns bestimmt).

Fig. 7b zeigt die Koinzidenzsignal-bewerteten Zeitspektren (KG-Fenster) für die gewählten Einstellungen des Koinzidenzgerätes KG

- a) auf die Registrierung der nichtkorrelierten "zufälligen" Koinzidenzereignisse (links in der Darstellung), sowie
- b) auf die Registrierung der korrelierten Ereignisse (rechts in der Darstellung).

Die eingestellte Koinzidenzauflösungszeit $\tau = 45$ ns bestimmt die Breite des KG-Fensters. (Wegen der Koinzidenzbedingung $|t_{Z_1} - t_{Z_2}| \leq \tau$ beträgt die Fensterbreite $2\tau = 90$ ns.)

Die beiden zeitlichen Fensterschwerpunkte liegen 198 ns auseinander; der Wechsel zwischen beiden KG-Fensterlagen wird durch die wahlweise Einschaltung der Verzögerungsleitung "Delay schaltbar" (Fig. 5) ermöglicht (vgl. Abschnitt 5.2).

5 Richtungskorrelationsmessungen

5.1 Radioaktives Präparat

Als radioaktive Quelle für die Richtungskorrelationsmessung wird ein flüssiges Präparat von $^{106}\text{RuCl}_3$ in verdünnter HCl verwendet. (Lieferant: Union Carbide, Oak Ridge.) Die 29,9 s-Aktivität von ^{106}Rh ist praktisch im radioaktiven Gleichgewicht mit dem ^{106}Ru -Zerfall (vgl. Abschnitt 2.2), sodaß für die Messung und Auswertung die Halbwertszeit des ^{106}Ru -Grundzustands von $T_{1/2}=368,2$ d [24] bestimmend ist.

Diese lange Lebensdauer bietet günstige Voraussetzungen, da genügend lange Meßzeiten zur Sicherung der Statistik zur Verfügung stehen und die zu erwartenden Ratenänderungen, welche zu schwer beherrschbaren Totzeiteffekten führen, gering sind.

Zur Messung wird das Präparat in einem Glaszylinder mit einem Durchmesser $d=6$ mm und einer Höhe $h=10$ mm an die Stelle Q (Fig. 5), d.h. in die Drehachse des schwenkbaren Detektors D1, gebracht. Das Justierungsverfahren der radioaktiven Quelle sowie das Ausrichtungsverfahren der Detektoren ist bei F.W. Theile [53] beschrieben. Eine verbleibende "Fehljustierung" wird aus den registrierten Zählraten ermittelt und durch einen Korrekturfaktor in der Auswertung (Abschnitt 6.2) berücksichtigt.

Die Gesamtaktivität der Quelle betrug etwa $50 \mu\text{Ci}$ ($1,85 \cdot 10^6$ Bq). Die Detektoren D1 und D2 wurden in ihrer Entfernung von Q so aufgestellt, daß die Meßanordnung mit der höchsten noch vertretbaren* Rate von ca. $3 \cdot 10^4$ Hz je Detektorkreis (Ausgangsraten beider zeitbestimmenden Diskriminatoren) belastet wurde. (*Bei dieser Rate ist das energetische Auflösungsvermögen im Ge(Li)-Detektor noch nicht merklich schlechter als bei niedriger Rate. Der schwenkbare NaJ(Tl)-Detektor verträgt zwar höhere Raten, sein

minimaler Abstand von Q ist aber durch die Berührungsgrenze der Pb-Blenden in $\Theta_K=90^\circ$ - bzw. $\Theta_K=270^\circ$ -Stellung bestimmt. Bei der gewählten Anordnung mit der angegebenen Quelle ergaben sich dabei etwa gleichgroße Raten in beiden Detektorkreisen.)

Hinweise auf radioaktive Verunreinigungen des Präparates wurden weder in den Koinzidenzspektren während der Richtungskorrelationsmessungen noch in vorher und nachher gemessenen Ge(Li)-Einzelspektren gefunden.

5.2 Ablauf der Messungen

Vor Beginn der Richtungskorrelationsmessung werden durch umfangreiche Vormessungen die Justierung der Detektor-Präparat-Anordnung und die möglichst optimale Einstellung der Meßanordnung (vgl. Abschnitt 4.2 und 4.3) durchgeführt. Zusätzlich wird der Schwellenverstärker BA so eingestellt, daß sein Durchlaßbereich etwa dem Energiebereich von 400 keV ... 2450 keV entspricht. Dieser Energiebereich wird auf den gesamten Analysierbereich des Analog-Digital-Wandlers ADW(ND) abgebildet.

Die Auswahl des Bereichs richtet sich nach folgenden Kriterien:

- a) Die in Koinzidenz mit γ_2 (511,8 keV bzw. (616,2+621,8) keV) zu registrierenden γ_1 -Übergänge aus zweikomponentigen Kaskaden haben Energien $E_{\gamma_1} > 511,8$ keV.
- b) Für die γ_1 -Übergänge von Zuständen mit $E > 2917,8$ keV wurden nach einer Vormessung notwendige Meßzeiten abgeschätzt, die über einer als vertretbar angesehenen Gesamtmeßzeit lagen. Auf die Registrierung dieser γ_1 -Übergänge wurde daher von vornherein verzichtet.

Die simultane Registrierung umfaßt damit Kaskaden, deren relative Häufigkeiten (bezogen auf einen $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall)

im Bereich von ca. $9,9 \cdot 10^{-2}$ (Kaskade 621,8 keV-511,8 keV) bis ca. $2 \cdot 10^{-5}$ (Kaskade 2309,4 keV-511,8 keV) liegen [24].

Die Wahl der Meßdauer ist begrenzt durch die folgenden Bedingungen:

- 1) Die schwächste Kaskade soll im Koinzidenzspektrum noch intensiv genug für eine Richtungskorrelationsbestimmung sein*.
- 2) Es soll in etwa 6 Winkelstellungen pro Quadrant gemessen werden. (Avignone, Pinkerton [39]: 3 Winkelstellungen pro Quadrant; Hsue et al. [63]: 4 Winkelstellungen pro Quadrant.)

Unter den gegebenen Verhältnissen wird in jeder Meßstellung für die Registrierung des Koinzidenzspektrums die Meßdauer $1,6 \cdot 10^5$ s gewählt. Die gleiche Dauer wird zusätzlich zur Registrierung des zufälligen Koinzidenzspektrums (vgl. Abschnitt 4.2) benötigt. Gemessen wird im Winkelbereich $\theta_k = 90^\circ \dots \theta_k = 270^\circ$ ($\angle$ zwischen den Detektorsymmetrieachsen) in 13 Winkelstellungen mit einer Schrittweite von $\Delta\theta_k = 15^\circ$.

Die eigentliche Richtungskorrelationsmessung besteht in der Registrierung der Koinzidenzspektren in den verschiedenen Winkelstellungen θ_k . Für die Auswertung der Messung (vgl. Abschnitt 6) werden die zufälligen Koinzidenzspektren separat registriert. Sie sollten nach Möglichkeit unter den gleichen Bedingungen gemessen werden wie die Koinzidenzspektren, damit eventuelle Schwankungen durch Umwelteinflüsse (Temperaturschwankungen etc.) sich auf beide in gleicher Weise auswirken.

Aus diesem Grunde wird für den Ablauf der Messungen in jeweils einer gewählten Meßstellung θ_k f. des Steuerprogramm (Programmsteuerung vgl. Abschnitt 4.2.4)

*Als ausreichend werden relative Fehler der registrierten Totalabsorptions-Koinzidenzereignisse von $\leq 20\%$ angesehen.

gewählt:

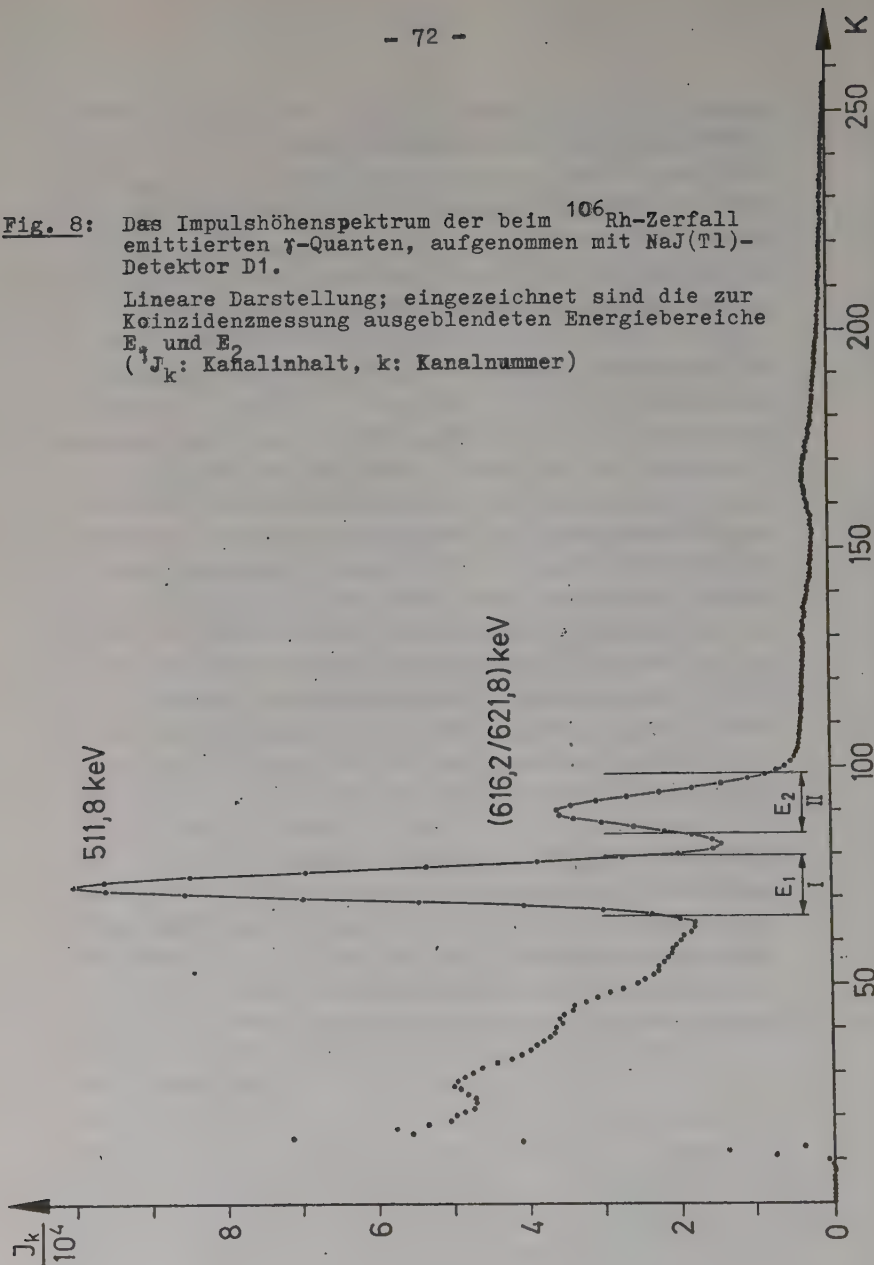
Die Messung des Koinzidenzspektrums wird in Abständen von jeweils 1000 s unterbrochen und alternierend für jeweils 1000 s das zufällige Koinzidenzspektrum gemessen. Die Dauer der Unterbrechung zwischen den Messungen ist auf 20 s eingestellt und wird dazu benutzt, die in der Registrieranlage (vgl. Abschnitt 4.2.4) registrierten Zählraten und Meßzeiten auf Lochstreifen zu registrieren und auf einer Schreibmaschine auszu-schreiben.

Am Ende der Meßzeit stehen dann in den 4 Teilspeicher-bereichen (je 4096 Kanäle) zwei Koinzidenzspektren ($E_{\gamma_2} = 511,8$ keV sowie $E_{\gamma_2} = (616,2 + 621,8)$ keV) mit den zugehörigen zufälligen Koinzidenzspektren zur Ver-fügung. Fig. 9 zeigt ein solches Koinzidenzspektrum, das in Koinzidenz mit $E_{\gamma_1} = 511,8$ keV (Energiefenster E_1 in Fig. 8) in der Meßstellung $\theta = 90^\circ$ gewonnen wurde. Das zugehörige zufällige Koinzidenzspektrum ist in Fig. 10 dargestellt. (Die Zahlenangaben an den Totalabsorptionspeaks geben die γ_1 -Energien in keV an. Die Struktur solcher Spektren ist von R. Sturm [52] eingehend beschrieben worden.)

Die 4x4k-Kernspeicherinhalte (maximale Speicher-kapazität eines Kernspeicherplatzes: $10^5 - 1$) werden nach jeder Messung (festes θ_k) auf Lochstreifen und Magnetband ausgeschrieben und ebenso wie die Daten aus der Registrieranlage im institutseigenen Rechner CII-90-40 auf Magnetplatte übertragen.

Fig. 8: Das Impulshöhenspektrum der beim ^{106}Rh -Zerfall emittierten γ -Quanten, aufgenommen mit NaJ(Tl)-Detektor D1.

Lineare Darstellung; eingezeichnet sind die zur Koinzidenzmessung ausgeblendeten Energiebereiche E_1 und E_2
(J_k : Kanalinhalt, k: Kanalnummer)



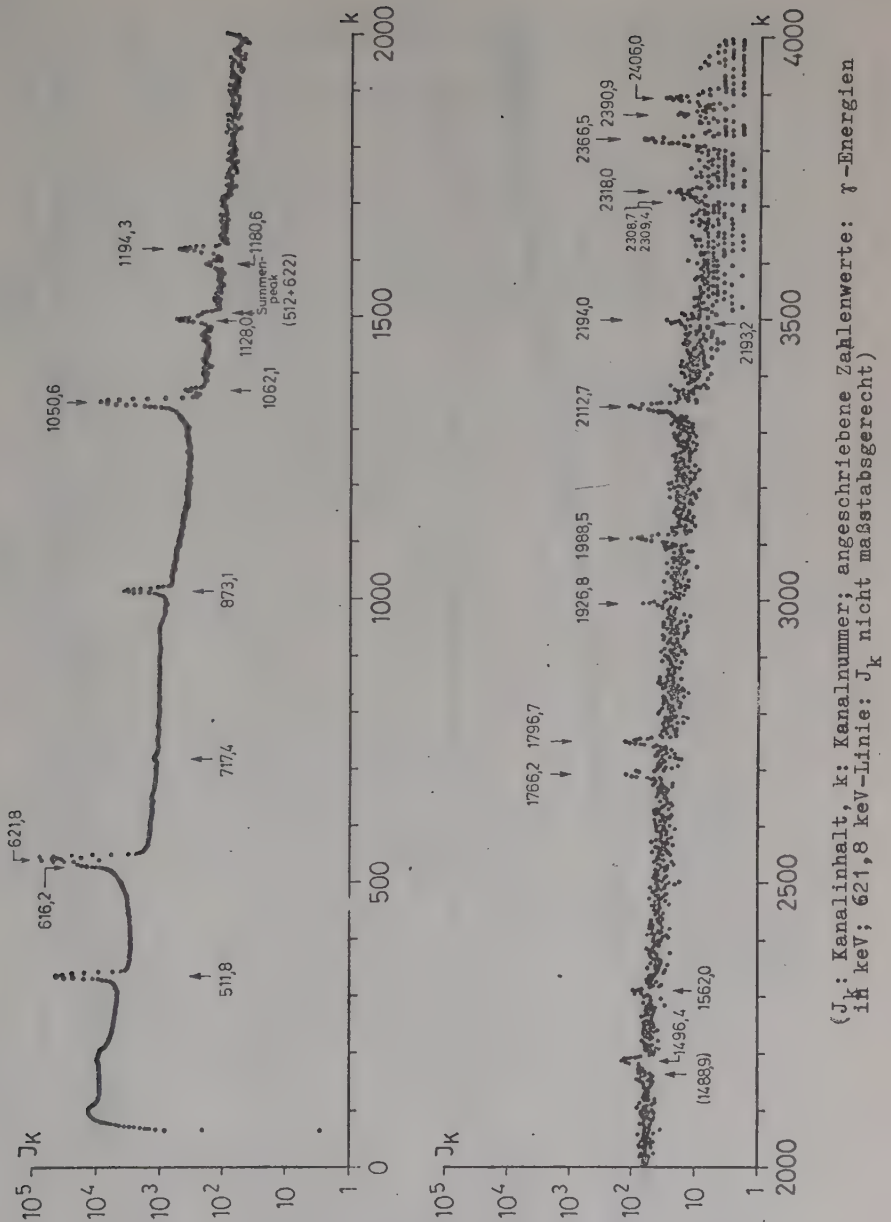


Fig. 9: Das Impulshöhenspektrum der beim ^{106}Rh -Zerfall im Energiebereich 400...2450 keV registrierten γ -Quanten in Koinzidenz mit $E_1 = 511,8 \text{ keV}$; aufgenommen mit Ge(Li)-Detektor D2 in Stellung $\theta_k = 90^\circ$.

(J_k : Kanalinhalt, k : Kanalnummer; angeschriebene Zahlenwerte: γ -Energien in keV; 621,8 keV-Linie: J_k nicht maßstabsgerecht)

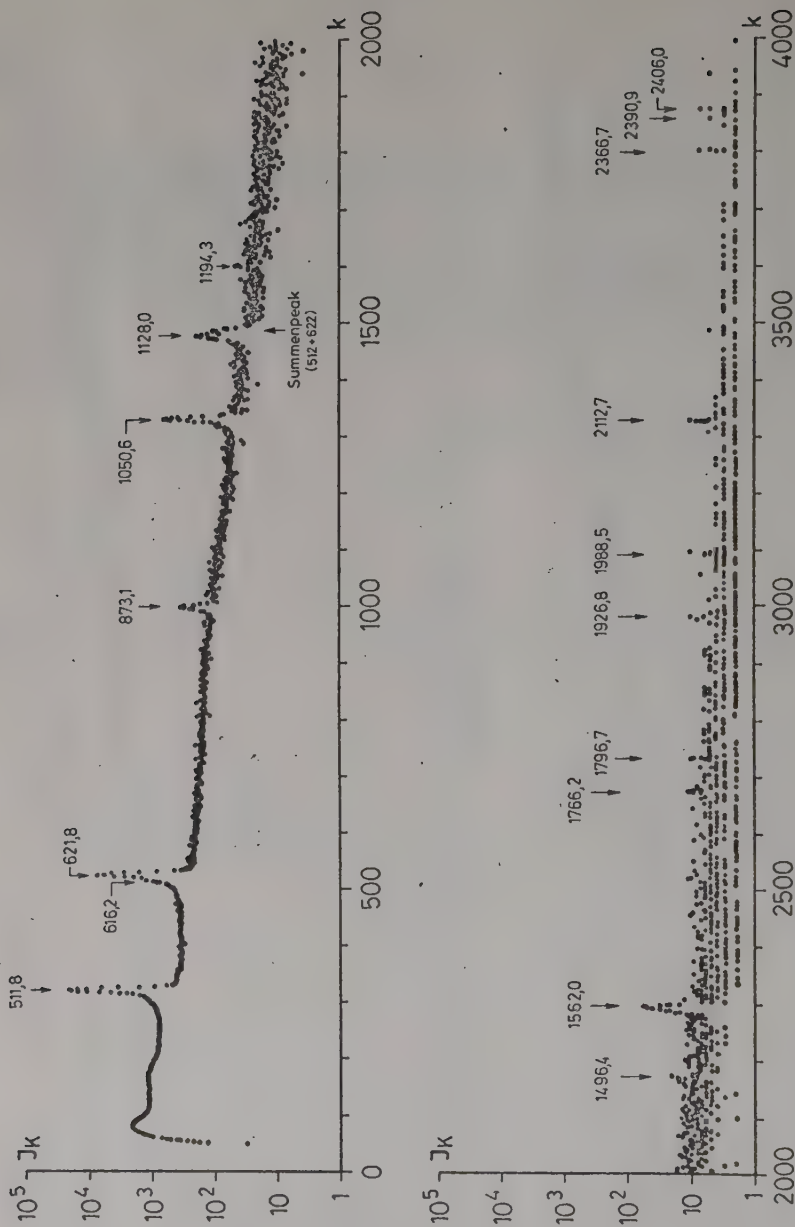


Fig. 10: Das Impulshöhenspektrum der mit $E_1=511,8$ keV "zufällig koinzidenten" γ -Quanten im registrierten Koinzidenzspektrum Fig. 9.

(J_k : Kanalininhalt, k : Kanalnummer)

6 Bestimmung der Richtungskorrelationskoeffizienten

6.1 Übersicht über das Auswerteverfahren

Ziel der Auswertung ist für jede Kaskade die experimentelle Bestimmung der Richtungskorrelationskoeffizienten $A_{kk}^{\text{mess}}(\gamma_1, \gamma_2)$ (vgl. Abschnitt 3.2). Bei der Ermittlung von A_{kk}^{mess} geht man folgendermaßen vor:

- a) Die im Koinzidenzspektrum mitregistrierten zufälligen Koinzidenzereignisse werden eliminiert ($\rightarrow$ korrigiertes Koinzidenzspektrum);
- b) Zur Ermittlung der Koinzidenzanteile jeder einzelnen der simultan registrierten Kaskaden werden Peak- und Untergrundanteile voneinander getrennt. Die Ereignissumme $N_{1,2}(i, \theta_k)$ im i -ten Koinzidenzpeak stellt ein Maß für die Anzahl der Koinzidenzereignisse der i -ten Kaskade dar;
- c) Die $N_{1,2}(i, \theta_k)$ werden korrigiert ($\rightarrow N_{1,2}^{\text{kor}}(i, \theta_k)$) auf die abnehmende Aktivität der Quelle (Lebensdauerkorrektur) sowie die damit verbundene Änderung der Registrierwahrscheinlichkeit (ratenabhängige Totzeitverluste der elektronischen Geräte; Totzeitkorrektur) der Meßapparatur;
- d) Aus den korrigierten $N_{1,2}^{\text{kor}}(i, \theta_k)$ wird für jede Kaskade die experimentelle Richtungskorrelationsfunktion $w^{\text{exp}}(i, \theta)$ durch Anpassung der theoretischen Funktion $w(\theta)$ (Gl. (3.1)) bestimmt;
- e) Die Koeffizienten A_{kk}^{mess} in $w^{\text{exp}}(i, \theta)$ werden aufgrund der räumlichen Ausdehnungen von Detektor und Quelle und der damit verbundenen Verminderung der Anisotropie korrigiert (Raumwinkelkorrektur) zu den experimentellen, mit den theoretischen A_{kk} vergleichbaren, Richtungskorrelationskoeffizienten A_{kk}^{mess} .

6.2 Bestimmung der experimentellen Richtungskorrelation

6.2.1 Korrigierte Koinzidenzspektren

Die "echten" Koinzidenzspektren sind aus dem Gesamtkoinzidenzspektrum durch punktweisen Abzug der in gleicher Meßzeit ermittelten zufälligen Koinzidenzspektren leicht zu gewinnen.

Als Beispiel ist das korrigierte Koinzidenzspektrum ($E_1=511,8$ keV) aus den in Fig. 9 und Fig. 10 dargestellten Spektren in Fig. 11 gezeigt. Man erkennt im Vergleich mit Fig. 9 am Beispiel der verschwindenden 1562,0 keV Linie (direkter Grundzustandsübergang) besonders deutlich den Unterschied zwischen gemessenem und korrigiertem Koinzidenzspektrum. Das zu Fig. 11 analoge, korrigierte Koinzidenzspektrum für Koinzidenzen mit $E_2=616,2$ keV bzw. 621,8 keV ist als Beispiel in Fig. 12 dargestellt.

6.2.2 Beschreibungsfunktion im Totalabsorptionsbereich

Grundlage für die Trennung von Koinzidenzanteilen einer bestimmten Kaskade und dem Compton-Untergrund höherenergetischer γ -Quanten ist eine Beschreibungsfunktion, die von U.Holzhauer [82] angegeben worden ist. Nach U.Holzhauer kann ein γ -Spektrum in der Umgebung eines Totalabsorptionspeaks durch folgende Funktion beschrieben werden:

$$S(x) = A \cdot \{ T(x, x_T, \sigma_T) + M(x, x_T, \sigma_T) \} + U \quad (6.1)$$

$$\text{mit: } T(x, x_T, \sigma_T) = \exp\left\{ -(x - x_T)^2 / 2\sigma_T^2 \right\}$$

$$M(x, x_T, \sigma_T) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left\{ (x_T - x) / (\sqrt{2} \cdot \sigma_T) \right\} \right) \cdot (c_0 + c_1(x_T - x))$$

$U = \text{const}$ (wenn keine Comptonkante unter Peak liegt)

A : Amplitudenfaktor des Totalabsorptionsanteils $T(x, x_T, \sigma_T)$

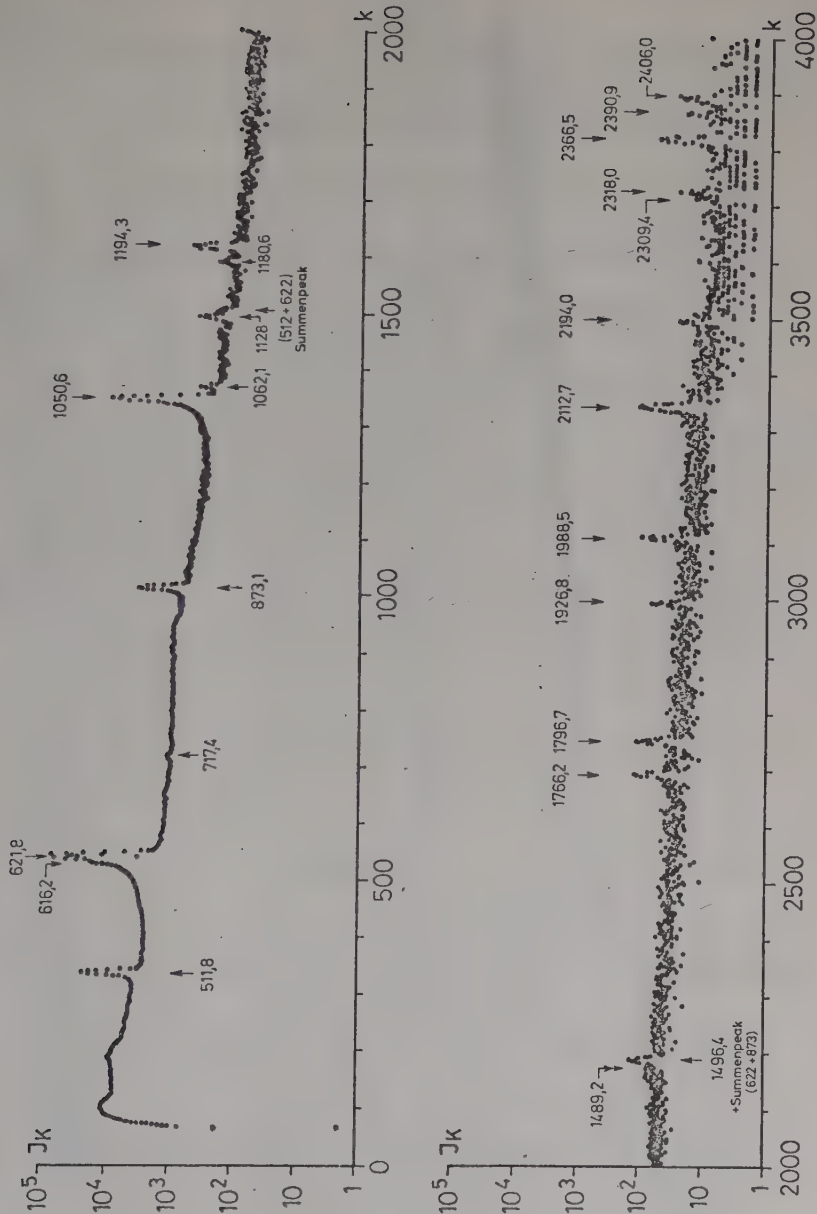


Fig. 11: Auf zufällige Koinzidenzen korrigiertes Koinzidenzspektrum aus Fig. 9 und Fig. 10 (Koinzidenz mit $E_1=511,8$ keV)

(J_k : Kanalinhalt, k : Kanalnummer; γ -Energien in keV;
621,8 keV-Linie: J_k nicht maßstabsgerecht)

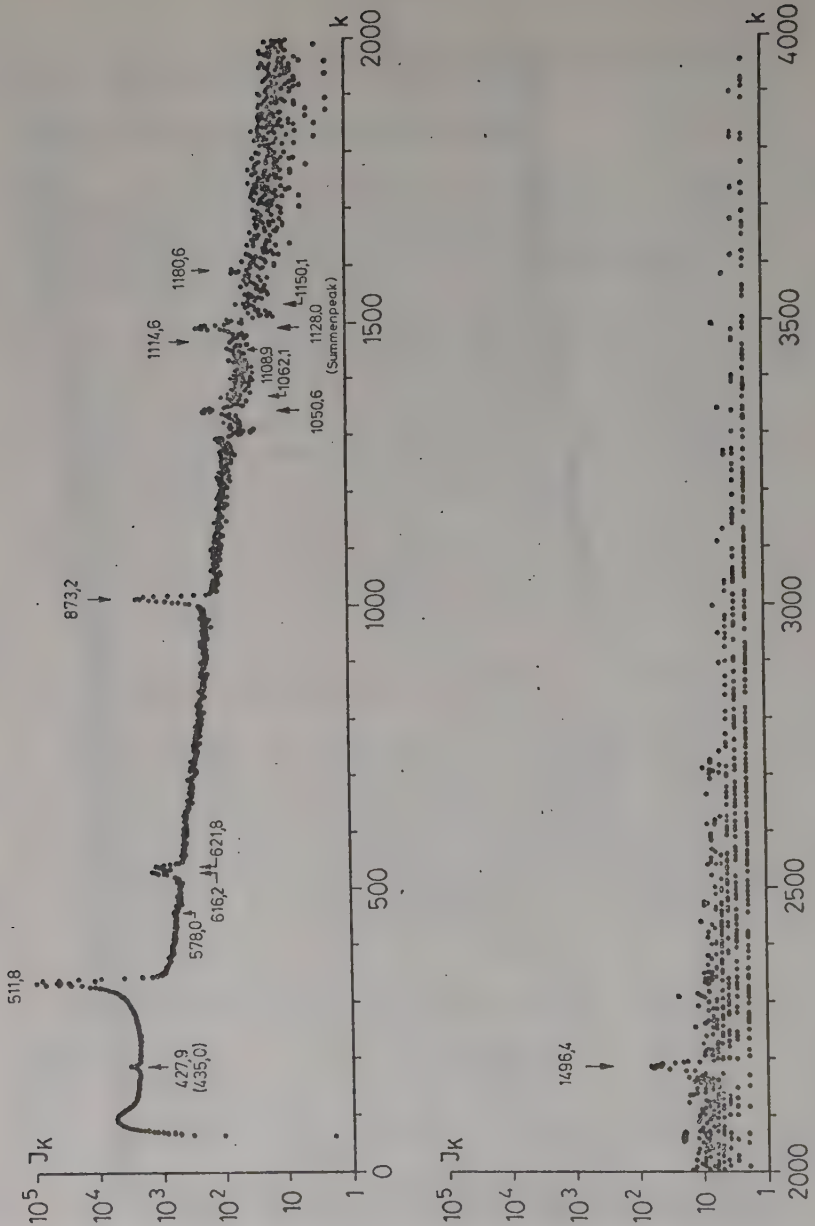


Fig. 12: Auf zufällige Koinzidenzen korrigiertes Koinzidenzspektrum für Koinzidenzen mit $E_2 = (616,2 + 621,8)$ keV (Bezeichnungen analog Fig. 9; 511,8 keV-Linie: J_K nicht maßstabsgerecht)

U: Untergrund (Comptonanteile aller höherenergetischen Nachweisereignisse)_x

erf: Fehlerfunktion ($\text{erf}(x) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^x \exp\{-t^2\} dt$)

x_T : Lage des Schwerpunkts des Totalabsorptionspeaks

σ_T : Standardabweichung der Impulshöhenverteilung um x_T

c_0 : konstanter Untergrundanteil, entstanden durch Mehrfach-Comptonstreuung

c_1 : linearer Untergrundanteil, entstanden durch Mehrfach-Comptonstreuung

T, M, U ergeben sich aus Faltungen mit der Apparatefunktion:

Der Anteil T (Gaußfunktion) ergibt sich aus der Faltung mit der δ -Funktion in der Energieverteilung (Totalabsorption des γ -Quants), der Anteil M aus der Faltung mit der durch Mehrfachstreuung des jeweiligen γ -Quants verursachten Verteilung (hier als Treppenfunktion mit der Sprungstelle x_T angenommen) und der Anteil U durch die Faltung mit den Comptonstreuverteilungen aller höherenergetischen γ -Quanten (vgl. [82]).

Aus dem Totalabsorptionsanteil $T(x, x_T, \sigma_T)$ erhält man die "Peakfläche" und damit als Größe für die Zahl der Koinzidenzereignisse

$$N_{1,2}(1, \theta_k) = A \cdot \sigma_T \cdot \sqrt{2\pi}. \quad (6.2)$$

Gl. (6.1) wird im folgenden als "Einpeak-Ansatz" bezeichnet. Die Parameter $A, x_T, \sigma_T, U, c_0, c_1$ werden durch Anpassung von $S(x)$ (6.1) im Peak-Bereich gewonnen.

Für solche Kaskaden, deren Übergangsenergien E_{γ_i} nahe ($3 \text{ keV} < E_{\gamma_i} < 20 \text{ keV}$) zusammen liegen, wird der Ansatz (6.1) zur simultanen Anpassung erweitert (Zweipeak-Ansatz). Die Struktur-Parameter σ_T, c_0, c_1 werden wegen ihrer relativ schwachen Energieabhängigkeit als für beide gleich angesehen. (vgl. [82]). Für einen Zweipeak-Ansatz (z.B. für die (616,2 keV + 621,8 keV)-Totalabsorptionslinien, vgl. Fig. 11) wird, ausgehend von Gl. (6.1),

angesetzt

$$S(x) = A_1 \{ T(x, x_{T_1}, \epsilon_T) + M(x, x_{T_1}, \epsilon_T) \} + \\ + A_2 \{ T(x, x_{T_2}, \epsilon_T) + M(x, x_{T_2}, \epsilon_T) \} + U \quad (6.3)$$

und unter Variation von A_1 , A_2 , x_{T_1} , x_{T_2} , ϵ_T , U , c_0 , c_1 die Anpassung durchgeführt. Die Peakflächen ergeben sich analog Gl. (6.2).

6.2.3 Lebensdauer- und Totzeitkorrektur

Die Zahl $N_{1,2}(\theta_k)$ der Koinzidenzen, die nach Gl. (6.2) bestimmt wird, hängt allerdings nicht nur von der Winkelstellung θ_k , sondern auch von dem Zeitpunkt T_k , zu dem die Messung durchgeführt wurde, ab. (Die triviale Abhängigkeit von der Meßdauer T wird im folgenden nicht mehr diskutiert, da die gewählte Einstellung von T für alle θ_k dieselbe war.) Verantwortlich für die Abhängigkeit von T_k sind

- a) die zeitliche Abnahme der Aktivität der radioaktiven Quelle,
- b) die ratenabhängigen Registrierverluste (totzeitbedingt) der Meßanordnung.

Der Einfluß des ersten Effekts muß bei der Auswertung durch eine "Lebensdauerkorrektur" (entsprechend dem radioaktiven Zerfallsgesetz: $\exp\{\lambda T_k\}$ mit λ =Zerfallskonstante von ^{106}Ru) eliminiert werden.

Der zweite Effekt wird durch eine "Totzeitkorrektur" berücksichtigt. Die Herleitung einer Totzeitkorrekturfunktion ist eingehend bei F.W. Theile [53] behandelt worden. In diese Funktion gehen nach [53] die gemessenen Impulsraten (Registrieranlage, vgl. Abschnitt 4.2.4) und Totzeiten der Geräte ein. Die Totzeitkorrekturfaktoren entsprechen nach Theile der mittleren Gesamtregistrierwahrscheinlichkeit der Meßapparatur in jeder Meßstellung θ_k . Die Verwendung einer mittleren

Größe ist statthaft, wenn die relativen zeitlichen Änderungen über die Meßdauer sehr klein sind. (Die relative Änderung über eine Meßdauer T beträgt weniger als $2 \cdot 10^{-3}$.)

Bei der Abschätzung nach Theile [53] ergibt sich, daß für die Meßanordnung nach Fig. 5 die Gesamtregistrierwahrscheinlichkeit $\bar{P}_g(T_k)$ bei den gegebenen Zählraten hauptsächlich bestimmt wird durch die Registrierwahrscheinlichkeiten des zeitbestimmenden Diskriminators ZD (Totzeit $\tau_{ZD} = 1,8 \mu s$), des Analog-Digital-Wandlers ADW 2 (T_{fk}) nebst Aufstockungsunterdrückungsstufe AU ($\tau_{ADW} - \tau_{AU} = 10,8 \mu s$) sowie des Schwellenverstärkers BA ($\tau_{BA} = 16 \mu s$). Über die Gesamtdauer der Richtungskorrelationsmessung wurde unter diesen Annahmen eine relative Änderung von ca. $7 \cdot 10^{-2}$ bestimmt ($0,598 \leq \bar{P}_g(T_k) \leq 0,640$).

Die lebensdauer- und totzeitkorrigierten Koinzidenzmeßwerte $N_{1,2}^{korr}(\theta_k)$ ergeben sich dann aus den Werten $N_{1,2}(\theta_k)$ (Gl. (6.2))

$$N_{1,2}^{korr}(\theta_k) = N_{1,2}(\theta_k) \cdot \exp\{\lambda \cdot T_k\} / \bar{P}_g(T_k) \quad (6.4)$$

Die "Fehljustierung" des radioaktiven Präparats (vgl. Abschnitt 5.1) kann zusätzlich berücksichtigt werden durch einen Korrekturfaktor $FJ(\theta_k)$. Dieser Faktor ergibt sich z.B. aus der in jeder Winkelstellung θ_k registrierten Zählrate der Impulse im Energiebereich $E_1 \approx 511,8$ keV (Ausgangsimpulse von ADW 2 (T_{fk})) des schwenkbaren Detektors D1. Die 511,8 keV-Linie wurde peakstabilisiert (vgl. Abschnitt 4.2.4), sodaß für die lebensdauer- und totzeitkorrigierten mittleren Zählraten $\bar{r}_{511,8}^{korr}(\theta_k)$ bei exakter Justierung des Präparats isotrope Verteilung erwartet wird. Abweichungen davon werden als Fehljustierung interpretiert. Dementsprechend definiert man als Justierungskorrekturfaktor

$$FJ(\theta_k) = \bar{r}_{511,8}^{korr}(\theta_k) / \bar{r}_{511,8}^{korr}(90^\circ).$$

Die größte festgestellte relative Abweichung von der Isotropie betrug bei der vorliegenden Messung ca. $6 \cdot 10^{-3}$.

Die Berücksichtigung einer Fehljustierung führt anstelle von Gl. (6.4) zu

$$N_{1,2}^{\text{kor}}(\theta_k) = N_{1,2}(\theta_k) \cdot \exp\{\lambda \cdot T_k\} / (\bar{P}_g(T_k) \cdot FJ(\theta_k)) \quad (6.5)$$

6.2.4 Bestimmung der experimentellen Richtungskorrelationsfunktion

Aus den Meßwerten $N_{1,2}^{\text{kor}}(\theta_k)$ wird die experimentelle Richtungskorrelationsfunktion

$$W^{\text{exp}}(\theta) = C_{00} + C_{22} \cdot P_2(\cos\theta) + C_{44} \cdot P_4(\cos\theta) \quad (6.6)$$

durch eine Ausgleichsrechnung nach der "Methode der kleinsten Fehlerquadrate" bestimmt.

Aus Gl. (6.6) ergeben sich die Koeffizienten A'_{kk}^{mess} :

$$W^{\text{exp}}(\theta) = C_{00} \left\{ 1 + A'_{22}^{\text{mess}} \cdot P_2(\cos\theta) + A'_{44}^{\text{mess}} \cdot P_4(\cos\theta) \right\} \quad (6.7)$$

$$\text{mit } A'_{kk}^{\text{mess}} = C_{kk}/C_{00} \quad , \quad k=2,4$$

Die Koeffizienten A'_{kk}^{mess} sind wegen der endlichen Öffnungswinkel der Detektoren noch nicht direkt mit den theoretisch berechneten A_{kk} (Gl. (3.7)) vergleichbar. Die A'_{kk}^{mess} sind im allgemeinen zu klein (Raumwinkelkorrektur, vgl. Abschnitt 6.3).

In der vorliegenden Arbeit werden insgesamt 21 experimentelle Richtungskorrelationsfunktionen zweikomponentiger γ -Kaskaden mit unterschiedlicher statistischer Genauigkeit bestimmt. Als extreme Beispiele guter und schlechter statistischer Sicherung sind in Fig. 13 zwei Richtungsverteilungen für $J_1=0 \rightarrow J=2 \rightarrow J_2=0$

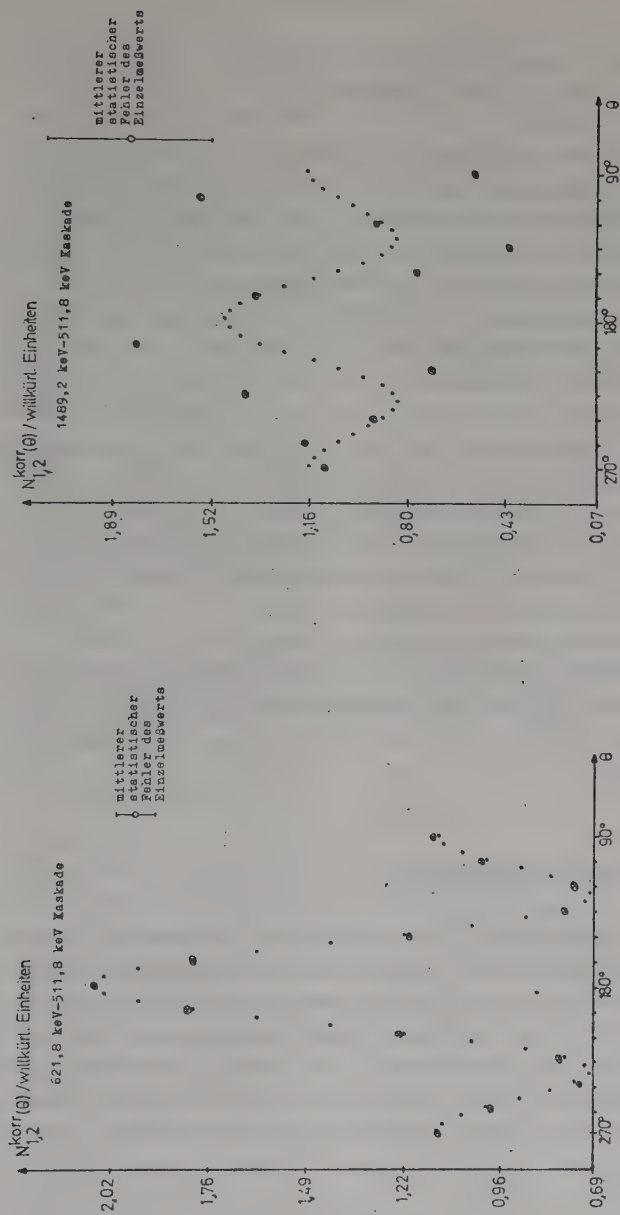


Fig. 13: Die lebensdauer- und totzeitkorrigierten Meßwerte $N_{1,2}^{\text{korr}}(\theta)$ (○) und die experimentelle Richtungskorrelationsfunktion, $2(\cdot)$
 Gute statistische Sicherung: 621,8 keV-511,8 keV Kaskade (links)
 Schlechte statistische Sicherung: 1489,2 keV-511,8 keV Kaskade (rechts)
 (Ordnatenmaßstab unterschiedlich; θ = Winkel zwischen den Detektorachsen.)

Kaskaden dargestellt: 621,8 keV-511,8 keV Kaskade und 1489,2 keV-511,8 keV Kaskade.

Sämtliche Rechnungen, angefangen von der Korrektur der Koinzidenzspektren bis hin zu den endgültigen Werten der experimentellen Richtungskorrelationskoeffizienten (Abschnitt 6.5), wurden auf dem instituts-eigenen Rechner CII-90-40 durchgeführt.

Bei der Berechnung von $N_{1,2}^{\text{kor}}(\theta_k)$ werden Größen verwendet, die zum Teil nur relativ ungenau bekannt sind (dies trifft insbesondere auf die Totzeit τ_{BA} zu). Da die Wirkung dieser Fehler auf die $A_{\text{kk}}^{\text{mess}}$ durch das Ausgleichsverfahren hindurch nur schwierig zu verfolgen ist, wurde ein empirisches Verfahren zur Ermittlung der daraus resultierenden systematischen Fehleranteile von $A_{\text{kk}}^{\text{mess}}$ durchgeführt in der Weise, daß die Veränderung von $A_{\text{kk}}^{\text{mess}}$ mit der Variation jedes einzelnen Korrekturparameters bestimmt wurde.

Nennenswerte Veränderungen wurden nur bei solchen $A_{\text{kk}}^{\text{mess}}$ beobachtet, bei denen die statistischen Fehler sehr klein waren. Bei größeren statistischen Fehlern ist der systematische Anteil eindeutig zu vernachlässigen.

6.3 Raumwinkelkorrektur

Wie in Abschnitt 6.2.4 angegeben, müssen die Koeffizienten $A_{\text{kk}}^{\text{mess}}$ zum Vergleich mit den theoretisch berechneten Werten A_{kk} noch auf den erfaßten Raumwinkel korrigiert werden. Diese Raumwinkelkorrektur beinhaltet die Berechnung von sogenannten Abschwächungskoeffizienten Q_{kk} , die sich als Produkt der Abschwächungskoeffizienten jedes einzelnen Detektors darstellen lassen:

$$Q_{\text{kk}} = Q_k(D1, E\gamma_2) \cdot Q_k(D2, E\gamma_1) \quad (6.8)$$

$$\text{mit } Q_{\text{kk}} \leq 1$$

Dabei sind diese Faktoren sowohl von der Detektor-
geometrie (Form der Detektoren und Abstand Detektor-Quelle)
als auch von der Energie der γ -Quanten abhängig.
Die Abschwächungskoeffizienten Q_k für verschiedene
Detektorkristalle, Quellenabstände und γ -Energien
sind tabelliert, so z.B. bei Yates [88] für NaJ(Tl)-
Detektoren und bei Camp und van Lehn [79] für Ge(Li)-
Detektoren. Die tabellierten Werte gelten für punkt-
förmige Quellen, bei endlicher Quellenausdehnung ist
noch ein zusätzlicher Reduktionsfaktor P_k zu berück-
sichtigen:

$$Q_{kk} = Q_k^{D1} (1 - P_k) \cdot Q_k^{D2} (1 - P_k) \quad (6.9)$$

Die Reduktionsfaktoren P_k werden (für die vorliegende
Detektor-Quelle-Geometrie) aus Camp, van Lehn [79]
entnommen.

Die (raumwinkelkorrigierten) Richtungskorrelations-
koeffizienten A_{kk}^{mess} ergeben sich aus $A'_{kk}{}^{mess}$ und Q_{kk}
durch:

$$A_{kk}^{mess} = A'_{kk}{}^{mess} / Q_{kk} \quad (6.10)$$

Da die von Camp und van Lehn [79] tabellierten Werte
für Detektoren vorliegen, die in ihren geometrischen
Maßen von dem in dieser Messung verwendeten Ge(Li)-
Detektor relativ stark abweichen, wurde zur Berechnung
der Werte Q_k unter Verwendung der Gleichungen von Camp,
van Lehn ein Programm entwickelt. Bei einem Testlauf
mit Parametern für die bei Yates [88] tabellierten
Werte wurden relative Abweichungen von weniger als
 $2 \cdot 10^{-3}$ gefunden.

6.4 Überlagerte Korrelationen aus zwei energetisch benachbarten Kaskaden

Einige Kaskaden im ^{106}Rh -Zerfall liegen energetisch ($\Delta E_{\gamma} < 2 \text{ keV}$) so stark benachbart, daß ihre Peaks im registrierten Koinzidenzspektrum nicht mehr getrennt erkennbar sind. In solchen Fällen wurde die überlagerte Korrelation beider Kaskaden (a) und (b) (ohne Trennung) bestimmt. Die Trennung kann nachträglich durchgeführt werden, wenn bestimmte Voraussetzungen erfüllt sind. Die Zahl der registrierten Koinzidenzereignisse $N_{1,2}^{\text{kor}}(\theta_k)$ läßt sich darstellen als

$$N_{1,2}^{\text{kor}}(\theta_k) = W^{(a)} \cdot T \cdot Q \cdot \Delta\Omega^{D1} \cdot \epsilon_{(\gamma_2)}^{D1(a)} \cdot \Delta\Omega^{D2} \cdot \epsilon_{(\gamma_1)}^{D2(a)} \cdot \sum_{\nu=0,2,4} Q_{\nu\nu}^{(a)} A_{\nu\nu}^{(a)} P_{\nu}(\cos\theta_k) + \\ + W^{(b)} \cdot T \cdot Q \cdot \Delta\Omega^{D1} \cdot \epsilon_{(\gamma_2)}^{D1(b)} \cdot \Delta\Omega^{D2} \cdot \epsilon_{(\gamma_1)}^{D2(b)} \cdot \sum_{\nu=0,2,4} Q_{\nu\nu}^{(b)} A_{\nu\nu}^{(b)} P_{\nu}(\cos\theta_k) \quad (6.11)$$

- mit $W^{(a)}, W^{(b)}$: Relative Kaskadenhäufigkeit im ^{106}Rh -Zerfall
 T : Meßdauer je Winkelstellung θ_k
 Q : Auf Lebensdauer und Registrierverluste korrigierte Quellstärke
 $\Delta\Omega^{D1, D2}$: Von den Detektoren erfaßter Raumwinkel
 $\epsilon_{(\gamma_1), (\gamma_2)}$: Totalabsorptionsansprechwahrscheinlichkeiten für γ_1 bzw. γ_2 jeder Kaskade
 $Q_{\nu\nu}$: Abschwächungskoeffizienten mit $Q_{00} \equiv 1$
 $A_{\nu\nu}$: theoretische Richtungskorrelationskoeffizienten mit $A_{00} \equiv 1$

In der vorliegenden Messung werden Gruppen von Kaskaden mit gleichen γ_2 -Übergängen (z.B. γ_2 : 511,8 keV-Übergang) untersucht. Damit wird: $\epsilon_{(\gamma_2)}^{D1(a)} = \epsilon_{(\gamma_2)}^{D1(b)}$

Unter der Annahme $\epsilon_{\gamma_1}^{(a)} \approx \epsilon_{\gamma_2}^{(b)}$ gilt ebenfalls $\epsilon_{(\gamma_1)}^{D2(a)} \approx \epsilon_{(\gamma_1)}^{D2(b)}$ (und $Q_{\nu\nu}^{(a)} \approx Q_{\nu\nu}^{(b)}$), damit geht (6.11) über in

$$N_{1,2}^{\text{kor}}(\theta_k) = K \cdot \left\{ W^{(a)} \sum_{\nu=0,2,4} Q_{\nu\nu} \cdot A_{\nu\nu}^{(a)} \cdot P_{\nu}(\cos\theta_k) + W^{(b)} \sum_{\nu=0,2,4} Q_{\nu\nu} \cdot A_{\nu\nu}^{(b)} \cdot P_{\nu}(\cos\theta_k) \right\} \quad (6.12)$$

$$\text{mit } K = T \cdot Q \cdot \Delta \Omega^{D1} \cdot \xi_{(\tau_1)} \cdot \Delta \Omega^{D2} \cdot \xi_{(\tau_1)}$$

Daraus folgt:

$$N_{1,2}^{\text{korr}}(\theta_K) = K \sum_{\nu=0,2,4} Q_{\nu\nu} (W^{\textcircled{a}} \cdot A_{\nu\nu}^{\textcircled{a}} + W^{\textcircled{b}} \cdot A_{\nu\nu}^{\textcircled{b}}) \cdot P_{\nu}(\cos \theta_K) \quad (6.13)$$

Die experimentelle Richtungskorrelation

liefert für die überlagerte Korrelation analog Gl. (6.6)

die Koeffizienten C_{00} , C_{22} , C_{44} . Der Koeffizientenvergleich mit (6.13) ergibt, daß an die Stelle der $C_{\nu\nu}$ in Gl. (6.6) bei einer überlagerten Korrelation der Ausdruck

$$C_{\nu\nu} = K \cdot Q_{\nu\nu} (W^{\textcircled{a}} A_{\nu\nu}^{\textcircled{a}} + W^{\textcircled{b}} A_{\nu\nu}^{\textcircled{b}})$$

tritt. Damit folgt analog Gl. (6.7)

$$A_{\nu\nu}^{\text{mess}} = C_{\nu\nu} / C_{00}$$

$$= Q_{\nu\nu} (W^{\textcircled{a}} A_{\nu\nu}^{\textcircled{a}} + W^{\textcircled{b}} A_{\nu\nu}^{\textcircled{b}}) / (W^{\textcircled{a}} + W^{\textcircled{b}})$$

Für die raumwinkelkorrigierten Richtungskorrelationskoeffizienten der überlagerten Korrelation erhält man entsprechend Gl. (6.10)

$$A_{\nu\nu}^{\text{mess}} = (W^{\textcircled{a}} A_{\nu\nu}^{\textcircled{a}} + W^{\textcircled{b}} A_{\nu\nu}^{\textcircled{b}}) / (W^{\textcircled{a}} + W^{\textcircled{b}}) \quad (6.14)$$

mit $W^{\textcircled{a}}$, $W^{\textcircled{b}}$: relative Häufigkeiten der Kaskaden $\textcircled{a}$ bzw. $\textcircled{b}$

$A_{\nu\nu}^{\textcircled{a}}$, $A_{\nu\nu}^{\textcircled{b}}$: Richtungskorrelationskoeffizienten der Kaskaden $\textcircled{a}$ bzw. $\textcircled{b}$

6.5 Übersicht über die Meßergebnisse

Als Meßergebnisse der vorliegenden Richtungskorrelationsmessung ergeben sich schließlich die raumwinkelkorrigierten

Tab. 6.1: Zusammenstellung der gemessenen, raumwinkelkorrigierten
Richtungskorrelationskoeffizienten A_{kk}^{mess}

Nr.	Kaskade (χ_1/χ_2)	$A_{kk}^{\text{mess}} \pm \Delta A_{kk}$	$A_{kk}^{\text{theor}} \pm \Delta A_{kk}^{\text{theor}}$
1	(616,2 / 511,8) keV	$A_{22} \pm 0,0362 \pm 0,0209$	$A_2(\chi_2) \pm 0,0606 \pm 0,0350$
		$A_{44} \pm 0,3264 \pm 0,0343$	$A_4(\chi_2) \pm 0,3053 \pm 0,0326$
		$A_{22} \pm 0,3569 \pm 0,0089$	$A_2(\chi_2) \pm 0,5973 \pm 0,0449$
2	(624,8 / 511,8) keV	$A_{44} \pm 1,1536 \pm 0,0475$	$A_4(\chi_2) \pm 1,0794 \pm 0,0463$
		$A_{22} \pm 0,0868 \pm 0,0044$	$A_2(\chi_2) \pm 0,4453 \pm 0,0073$
		$A_{44} \pm 0,0076 \pm 0,0088$	$A_4(\chi_2) \pm 0,0074 \pm 0,0082$
3	(1050,1 / 511,8) keV	$A_{22} \pm 0,3443 \pm 0,0295$	$A_2(\chi_2) \pm 0,5741 \pm 0,0493$
		$A_{44} \pm 1,2484 \pm 0,0542$	$A_4(\chi_2) \pm 1,1675 \pm 0,0479$
		$A_{22} \pm 0,0422 \pm 0,2895$	$A_2(\chi_2) \pm 0,0706 \pm 0,4845$
4	(1194,3 / 511,8) keV	$A_{44} \pm 0,6649 \pm 0,6204$	$A_4(\chi_2) \pm 0,6492 \pm 0,5003$
		$A_{22} \pm 0,3285 \pm 0,0352$	$A_2(\chi_2) \pm 0,5497 \pm 0,0588$
		$A_{44} \pm 1,2093 \pm 0,0595$	$A_4(\chi_2) \pm 1,1342 \pm 0,0556$
5	(1489,2 / 511,8) keV	$A_{22} \pm 0,1278 \pm 0,0276$	$A_2(\chi_2) \pm 0,2439 \pm 0,0495$
		$A_{44} \pm 0,0140 \pm 0,0568$	$A_4(\chi_2) \pm 0,0403 \pm 0,0534$
		$A_{22} \pm 0,2836 \pm 0,0648$	$A_2(\chi_2) \pm 0,4830 \pm 0,1035$
6	(1766,2 / 511,8) keV	$A_{44} \pm 0,0443 \pm 0,1074$	$A_4(\chi_2) \pm 0,0444 \pm 0,1005$
		$A_{22} \pm 0,2644 \pm 0,0334$	$A_2(\chi_2) \pm 0,4424 \pm 0,0624$
		$A_{44} \pm 0,0940 \pm 0,0763$	$A_4(\chi_2) \pm 0,0879 \pm 0,0714$
7	(1796,7 / 511,8) keV	$A_{22} \pm 0,3278 \pm 0,0383$	$A_2(\chi_2) \pm 0,5486 \pm 0,0644$
		$A_{44} \pm 1,0702 \pm 0,0636$	$A_4(\chi_2) \pm 1,0044 \pm 0,0575$
8	(1926,8 / 511,8) keV		
9	(1988,5 / 511,8) keV		
10	(2112,6 / 511,8) keV		

11	(2194,8 / 541,8) keV + (2493,3 / 616,2 / 541,8) keV	A ₂₂ A ₄₄	-0,3045 ± 0,0809 -0,2496 ± 0,4348	A ₂ (x ₁) A ₄ (x ₁)	+0,5045 ± 0,4354 +0,2335 ± 0,4264
12	(2309,4 / 541,8) keV	A ₂₂ A ₄₄	+0,4364 ± 0,2444 -0,3446 ± 0,3944	A ₂ (x ₁) A ₄ (x ₁)	-0,2277 ± 0,3532 +0,3224 ± 0,3659
13	(2318,0 / 541,8) keV	A ₂₂ A ₄₄	+0,2643 ± 0,0786 +1,4748 ± 0,4394	A ₂ (x ₁) A ₄ (x ₁)	-0,4423 ± 0,4346 -1,0962 ± 0,4304
14	(2366,5 / 541,8) keV	A ₂₂ A ₄₄	+0,3244 ± 0,0563 +1,2477 ± 0,0950	A ₂ (x ₁) A ₄ (x ₁)	-0,5423 ± 0,0943 -1,4393 ± 0,0889
15	(2390,9 / 541,8) keV	A ₂₂ A ₄₄	+0,3158 ± 0,0702 +0,0884 ± 0,4322	A ₂ (x ₁) A ₄ (x ₁)	-0,5285 ± 0,4175 -0,0824 ± 0,4237
16	(2406,0 / 541,8) keV	A ₂₂ A ₄₄	+0,3235 ± 0,0430 +0,0665 ± 0,0773	A ₂ (x ₁) A ₄ (x ₁)	-0,5443 ± 0,0720 -0,0622 ± 0,0723
17	(616,2 / 541,8) keV + (624,8 / 541,8) keV	A ₂₂ A ₄₄	+0,3223 ± 0,0073 +1,0750 ± 0,0449		
18	(873,0 / 616,2) keV	A ₂₂ A ₄₄	-0,4453 ± 0,0099 +0,3959 ± 0,0464		
19	(1144,4 / 616,2) keV	A ₂₂ A ₄₄	+0,4612 ± 0,4124 -0,4637 ± 0,4920		
20	(1180,6 / 616,2) keV	A ₂₂ A ₄₄	-0,0739 ± 0,4024 +0,0442 ± 0,4671		
21	(4496,4 / 616,2) keV + (4482,4 / 616,2) keV	A ₂₂ A ₄₄	-0,0314 ± 0,0326 +0,2742 ± 0,0547		

experimentellen Richtungskorrelationskoeffizienten $A_{22}^{\text{mess}} \pm \Delta A_{22}$ und $A_{44}^{\text{mess}} \pm \Delta A_{44}$ für insgesamt 21 γ -Kaskaden im ^{106}Rh -Zerfall.

Tab. 6.1 zeigt eine Zusammenstellung der erhaltenen Zahlenwerte. (Ein Vergleich mit Zahlenwerten anderer Autoren folgt in Abschnitt 8.1.) Die relativ großen Fehler ΔA_{kk} in den Kaskaden Nr. 5 (1489,2/511,8) keV; Nr. 12 (2309,4/511,8) keV; Nr. 19 (1114,4/616,2) keV und Nr. 20 (1180,6/616,2) keV deuten auf sehr geringe Zählraten in den entsprechenden Koinzidenzpeaks dieser Kaskaden hin (vgl. dazu Fig. 11 und Fig. 12). Tab. 6.1 enthält zusätzlich die Richtungskorrelationsfaktoren $A_k^{\text{mess}}(\gamma_1)$ für die γ_1 -Übergänge der Kaskaden über den Zwischenzustand 511,8 keV. Die Werte sind aus den A_{kk}^{mess} nach Gl. (3.21) berechnet.

7 Auswertung der Meßergebnisse

7.1 Voraussetzungen

Für die Auswertung der Meßergebnisse werden einige Voraussetzungen angenommen:

- 1) Drehimpulsquantenzahl und Parität des $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Grundzustands sind festgelegt zu $J^\pi=1^+$ (vgl. Abschnitt 2.2).
- 2) Die energetisch tiefliegenden Zustände im $^{106}_{46}\text{Pd}$ ($E \leq 2$ MeV) sind bezüglich Drehimpulsquantenzahl und Parität eindeutig bestimmt (Abschnitt 2.2).
- 3) Die log ft-Werte für den β^- -Übergang vom $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Grundzustand in alle im Rahmen dieser Arbeit zu diskutierenden Niveaus (Fig. 1) sind bekannt.

Daraus ergeben sich für die Auswertung der Richtungskorrelationsmessung einschränkende Bedingungen. Für die Messungen an den Kaskaden über den 511,8 keV-Zwischenzustand sind die Koeffizienten für den γ_2 -Übergang $A_2(511,8 \text{ keV}) = -0,5976$ und $A_4(511,8 \text{ keV}) = -1,0690$ (vgl. Abschnitt 3.2) bekannt. Das bedeutet, daß man wegen der daraus resultierenden Kenntnis von $A_2^{\text{mess}}(\gamma_1)$ und $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$ eine wesentlich größere Chance hat, die Drehimpulsquantenzahl J_1 des Anregungszustands der Kaskade eindeutig zu bestimmen. In diesem Falle liegt in der Regel eine wesentlich günstigere Voraussetzung für die Bestimmung des Mischungsverhältnisses $\delta(\gamma_1)$ vor. Darüber hinaus sind die Ergebnisse einiger Kaskaden von niederenergetischen Anregungszuständen nach Voraussetzung 2) bekannt, so daß die eigenen Meßwerte (die simultan erfaßt wurden) überprüft werden können.

Die log ft-Werte für die direkte β^- -Einspeisung der $^{106}_{46}\text{Pd}$ -Zustände wurden von mehreren Autoren bestimmt. Für die Auswertung der vorliegenden Meßergebnisse wurden jedoch nur die neueren log ft-Werte von Bertrand

[24] , Rao und Fink [19], Strutz et al. [21], Marsol und Ardisson [23] sowie Hsue et al. [63] herangezogen. Für alle in Fig. 1 dargestellten Zustände (Ausnahme: $J^\pi=4^+$ -Zustand bei $E=1229,2$ keV) gilt:

$$5,1 \leq \log ft \leq 7,6 .$$

Nach den Regeln für Spin- und Paritätszuordnung aufgrund von $\log ft$ -Werten ("B-Auswahlregeln", z.B. bei Konopinski [66], Gove [67], Raman und Gove [64]) bedeutet dies, daß alle betreffenden B-Übergänge in die Klassifikation "erlaubt" oder "einfach verboten (non-unique)" einzuordnen sind. In beiden Fällen ist die Differenz $\Delta J = (J_{(Rh,g)} - J_i)$ der Drehimpulsquantenzahlen von Ausgangs- und Endzustand des B-Übergangs auf

$$\Delta J = 0, \pm 1$$

beschränkt.

Dies bedeutet unter Voraussetzung 1), daß für die Drehimpulsquantenzahl J_i der hier betrachteten Zustände im $^{106}_{46}\text{Pd}$ nur die Werte

$$J_i = 0, 1, 2 \tag{7.1}$$

in Frage kommen.

Die in Frage kommenden Multipolaritäten der γ_1 -Übergänge (Übergänge zum 511,8 keV-Niveau) sind damit

- a) bei positiver Parität des J_i -Ausgangsniveaus (Ausgangs- und 2^+ -Zwischenniveau haben dann gleiche Parität) vom Typ $M1, E2$ bzw. $M1+E2$,
- b) bei negativer Parität des Ausgangszustandes (Paritätsänderung) vom Typ $E1, M2$. $M2/E1$ Mischungen sind wegen der etwa um einen Faktor $> 10^4$ kleineren $M2$ -Übergangswahrscheinlichkeit praktisch nur möglich, wenn $E1$ um mehrere Größenordnungen retardiert ist.

Die Auswertung der Koeffizienten $A_k^{\text{mess}}(\gamma_1)$ erfolgt gemäß Abschnitt 3.2. Dazu werden entsprechend Gl. (3.18) die A_2, A_4 als Funktion von Q aufgetragen. Für die A_2 -Werte ergeben sich Ellipsen, während sich die A_4 -Koeffizienten im Falle einer E2/M1 Mischung als Geraden darstellen lassen.

Bei der Auswertung der vorliegenden Daten kommt man gemäß Gl. (7.1) mit 2 Ellipsen $A_2=A_2(Q)$ sowie 2 Geraden $A_4=A_4(Q)$ aus. Die Ellipsen $A_2=A_2(Q)$ und Geraden $A_4=A_4(Q)$ für die Spinfolge $J_i=1 \rightarrow J=2$ und $J_i=2 \rightarrow J=2$ sind in Fig. 4a und Fig. 4b dargestellt. Für die Spinfolge $J_i=0 \rightarrow J=2$ ist nur ein "reiner" Quadrupolübergang ($L=2$) möglich (Mischungsparameter $Q=1$ bzw. Mischungsverhältnis $|\delta(E2/M1)| = \infty$). Die Koeffizienten $A_2(\gamma_1)$ und $A_4(\gamma_1)$ sind für diesen Fall durch $P_2(2202)=-0,5976$ und $P_4(2202)=-1,0690$ gegeben (vgl. dazu auch Gl. (3.11)).

7.2 Kaskaden über den 511,8 keV ($J^\pi=2^+$)-Zwischenzustand

7.2.1 Kaskaden zwischen Niveaus mit eindeutig festgelegten Drehimpulsquantenzahlen

7.2.1.1 Kaskaden vom Typ

$$\underline{J_i^\pi=0^+ \xrightarrow{E2} J^\pi=2^+ \xrightarrow{511,8 \text{ keV}} J_f^\pi=0^+}$$

Die starke Anisotropie der Richtungskorrelationsfunktion $W(\theta)$ für $0^+ \xrightarrow{E2} 2^+ \xrightarrow{E2} 0^+$ Kaskaden ($W(\theta)=1+0,3571 \cdot P_2(\cos\theta)+1,1428 \cdot P_4(\cos\theta)$) läßt es besonders geeignet erscheinen, die Gesamtheit der vorliegenden simultan erfaßten Meßergebnisse an solchen Kaskaden zu überprüfen, bei denen die Folge $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ gesichert ist (vgl. Abschnitt 2.2).

621,8 keV-511,8 keV Kaskade

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,3569 \pm 0,0089 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +1,1536 \pm 0,0175$$

Die sehr gute Übereinstimmung mit den theoretischen Werten

$A_{22} = +0,3571$; $A_{44} = +1,1428$
ist innerhalb der (in diesem Fall sehr kleinen) Fehlergrenzen gegeben und bestätigt eindeutig die Zuordnung von $J_1^\pi(1133,6 \text{ keV})=0^+$ (neben $J^\pi(511,8 \text{ keV})=2^+$).

1194,3 keV-511,8 keV Kaskade

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,3413 \pm 0,0295 ; A_{44}^{\text{mess}} = +1,2481 \pm 0,0512$$

Die Übereinstimmung von A_{22}^{mess} mit A_{22} innerhalb der Fehlergrenzen ist gegeben. Die Differenz $A_{44} - A_{44}^{\text{mess}}$ beträgt etwa den zweifachen Wert des Fehlers von A_{44}^{mess} . Der große A_{44}^{mess} -Wert ist jedoch mit keinem der anderen in Frage kommenden Spinwerte auch nur annähernd verträglich. Auch hier wird damit die Zuordnung $J_1^\pi(1706,1 \text{ keV})=0^+$ bestätigt. Beim Vergleich mit der 621,8 keV-511,8 keV Kaskade ist zu berücksichtigen, daß sich hier die Anzahl der registrierten Ereignisse etwa wie 200:1 verhält.

1766,2 keV-511,8 keV Kaskade

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,3285 \pm 0,0352 ; A_{44}^{\text{mess}} = +1,2093 \pm 0,0595$$

A_{22}^{mess} stimmt in den angegebenen Fehlergrenzen mit A_{22} überein; A_{44}^{mess} ist innerhalb des doppelten Fehlers mit A_{44} verträglich. Es gilt die gleiche Argumentation wie oben. Der Wert $J_1^\pi(2278,0 \text{ keV})=0^+$ wird bestätigt.

7.2.1.2 Kaskaden vom Typ

$$J_1^\pi=2^+ \xrightarrow[\text{M1/E2}]{\gamma_1} J^\pi=2^+ \xrightarrow[\text{E2}]{511,8 \text{ keV}} J_f^\pi=0^+$$

616,2 keV-511,8 keV Kaskade

Die charakteristische Schwierigkeit dieser Kaskade

liegt darin, daß sie den schwächeren Anteil einer Doppel-Totalabsorptionslinie mit der etwa um den Faktor 12...14 (Hsue [63], Marsol [23], Strutz [21]) stärkeren 621,8 keV-511,8 keV Kaskade bildet und zudem noch auf der niederenergetischen Seite liegt. Dadurch ist die exakte Bestimmung des Koinzidenzanteils äußerst schwierig und führt erfahrungsgemäß zu großen Fehlern. Die rechnerische Trennung durch einen Zweipeak-Ansatz (vgl. Abschnitt 5.3.1) liefert für die 616,2 keV-511,8 keV Kaskade folgende Richtungskorrelationskoeffizienten:

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,0362 \pm 0,0209 ; A_{44}^{\text{mess}} = +0,3264 \pm 0,0348.$$

Das entspricht für den 616,2 keV-Übergang den Werten

$$A_2^{\text{mess}}(616,2 \text{ keV}) = -0,0606 \pm 0,0350 ;$$

$$A_4^{\text{mess}}(616,2 \text{ keV}) = -0,3053 \pm 0,0326 .$$

Die relativ niedrigen Werte von A_2^{mess} und A_4^{mess} schließen die Annahme eines Übergangs $0 \xrightarrow{\gamma_1} 2$ eindeutig aus. Ebenso ist der eindeutig negative Wert von A_4^{mess} nicht mit der Annahme $1 \xrightarrow{\gamma_1} 2$ verträglich.

Beide Meßwerte lassen sich nur mit der Spinfolge $J_i=2 \xrightarrow{\gamma_1} J=2$ und einem Mischungsparameter $Q=0,978 \pm 0,008$ deuten. Damit ist die Zuordnung $J_i^{\pi}(1128,0 \text{ keV})=2^+$ durch das Meßergebnis bestätigt.

Das dem Q-Wert entsprechende B2/M1-Mischungsverhältnis ergibt sich hier zu $\delta(616,2 \text{ keV})=-7,0 \pm 1,4$. Es stimmt nicht mit dem von Greiner [65] vorhergesagten Wert $\delta(2^+ \rightarrow 2^+)=+2,96$ (vgl. Abschnitt 2.3, 2.4) überein.

Die Richtungskorrelation dieser Kaskade wurde als einzige sowohl in der ersten als auch in der zweiten Meßreihe bestimmt. Zur endgültigen Festlegung wird daher auch die Auswertung der zweiten Meßreihe

in Abschnitt 7.3 herangezogen (vgl. ebenda).

1050,1 keV-511,8 keV Kaskade

Aus den Werten

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,0868 \pm 0,0044 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +0,0076 \pm 0,0088$$

ergeben sich die folgenden Werte für den 1050,1 keV-Anteil:

$$A_2^{\text{mess}}(1050,1 \text{ keV}) = -0,1453 \pm 0,0073 ;$$

$$A_4^{\text{mess}}(1050,1 \text{ keV}) = -0,0071 \pm 0,0082 .$$

Für die Annahme $J_i=0 \rightarrow J=2$ sind diese Werte zu niedrig; für $J_i=1 \rightarrow J=2$ läßt sich kein Bereich von Q finden, der sowohl mit A_2^{mess} als auch mit A_4^{mess} verträglich ist.

Für die Folge $J_i=2 \rightarrow J=2$ dagegen ergibt sich eine nichtleere Durchschnittsmenge für Q: $Q=0,0434 \pm 0,0023$ (E2-Anteil am E2/M1-Übergang $= (4,3 \pm 0,3)\%$).

Das entspricht einem Mischungsverhältnis

$\delta(1050,1 \text{ keV}) = +0,213 \pm 0,006$. (Phasenkonvention nach Krane und Steffen [10]; vgl. Abschnitt 3.2) Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Angaben von Klema, McGowan [15] sowie Weigt et al. [40] (vgl. Abschnitt 8.3). Das vorliegende Meßergebnis bestätigt auch hier die Zuordnung $J_i^{\pi}(1561,9 \text{ keV}) = 2^+$.

Zusammenfassend ergibt sich nach den unter Abschnitt 7.2.1.1 und 7.2.1.2 aufgeführten Kaskaden, daß die bereits eindeutig bestimmten Drehimpulsquantenzahlen der niederenergetischen Anregungszustände auch eindeutig aus den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit hervorgehen.

Die intensitätsschwache

1489,2 keV-511,8 keV Kaskade

wurde in die vorausgehenden Betrachtungen nicht einbezogen, weil die genaue Bestimmung ihrer Richtungskorrelation eine zu lange Meßzeit in Anspruch genommen hätte. Ihre relative Häufigkeit bezogen auf einen $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall beträgt

$$W(1489,2/511,8) = W(1489,2) \approx (1,5 \dots 2) \cdot 10^{-5} \quad ([24], [63], [69]).$$

Erschwerend kommt hinzu, daß dem Koinzidenzpeak dieser Kaskade ein etwa um den Faktor 10 intensitätsstärkerer Koinzidenzpeak aus der Kaskade 1496,4 keV-(616,2 keV)-511,8 keV benachbart ist (vgl. Fig. 11).

Es ist daher zu erwarten, daß nach der relativ schwierigen Trennung die Richtungskorrelationskoeffizienten der intensitätsschwächeren Kaskade 1489,2 keV-511,8 keV mit großen Fehlern behaftet sind.

Es wurden folgende Werte ermittelt:

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,0422 \pm 0,2895 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +0,6619 \pm 0,6204$$

und damit für den 1489,2 keV-Übergang:

$$A_2^{\text{mess}}(1489,2 \text{ keV}) = -0,0706 \pm 0,4845 ;$$

$$A_4^{\text{mess}}(1489,2 \text{ keV}) = -0,6192 \pm 0,5003 .$$

Die Meßwerte sind hier sowohl mit der Annahme $J_i = 0 \rightarrow J = 2$ (γ_1 rein E2) als auch mit $J_i = 2 \rightarrow J = 2$ bei $0,737 \leq Q(\gamma_1) \leq 1$ (γ_1 rein oder überwiegend E2) verträglich.

Zur Klärung der Drehimpulsquantenzahl $J_i(2001,0 \text{ keV})$ des Ausgangsniveaus dieser Kaskade kann die vom gleichen Niveau ausgehende Kaskade 873,0 keV-616,2 keV (vgl. Fig. 1) herangezogen werden (vgl. Abschnitt 7.4); ihre relative Häufigkeit $W(873,0/616,2) \approx (2,7 \dots 3) \cdot 10^{-3}$ ist ca. 200-fach größer als diejenige der 1489,2 keV-511,8 keV Kaskade [24].

(Die mit einer vergleichbaren Häufigkeit $W(873,0/1128,0) \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$ auftretende Kaskade

873,0 keV-1128,0 keV über den 1128,0 keV-Zwischenzustand in den Grundzustand wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht gemessen.)

7.2.2 Kaskaden von höherenergetischeren Anregungszuständen über das 511,8 keV-Zwischenniveau

$$J_1^{\pi} \xrightarrow{\gamma_1} J^{\pi}=2^{+} \xrightarrow[E2]{511,8 \text{ keV}} J_f^{\pi}=0^{+}$$

1796,7 keV-511,8 keV Kaskade

Aus den Richtungskorrelationskoeffizienten

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,1278 \pm 0,0296 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +0,0110 \pm 0,0568$$

folgen die Werte für den 1796,7 keV-Übergang:

$$A_2^{\text{mess}}(1796,7 \text{ keV}) = -0,2139 \pm 0,0495 ;$$

$$A_4^{\text{mess}}(1796,7 \text{ keV}) = -0,0103 \pm 0,0531 .$$

Für die Annahme einer Spinfolge $J_i=0 \rightarrow J=2$ sind diese Werte zu klein; für $J_i=1 \rightarrow J=2$ ergibt sich keine Übereinstimmung der aus $A_2^{\text{mess}}(\gamma_1)$ und $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$ folgenden Bereiche für den Mischungsparameter $Q(1796,7 \text{ keV})$. Für die Spinfolge $J_i=2 \rightarrow J=2$ sind beide Werte verträglich im Wertebereich $Q(1796,7 \text{ keV})=0,027 \pm 0,012$. Damit folgt eindeutig $\delta(1796,7 \text{ keV})=+0,160 \pm 0,038$ und $J_i^{\pi}(2308,6 \text{ keV})=2^{+}$.

1926,8 keV-511,8 keV Kaskade

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,2886 \pm 0,0618 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +0,0443 \pm 0,1074$$

Für den 1926,8 keV-Übergang folgt damit

$$A_2^{\text{mess}}(1926,8 \text{ keV}) = -0,4830 \pm 0,1035 ;$$

$$A_4^{\text{mess}}(1926,8 \text{ keV}) = -0,0414 \pm 0,1005 .$$

Mit der gleichen Argumentation wie bei der 1796,7 keV-511,8 keV Kaskade werden hier die Spinfolgen $J_i=0 \rightarrow J=2$ ($A_2^{\text{mess}}(\gamma_1)$ zu klein) und $J_i=1 \rightarrow J=2$ (Unverträglichkeit der Q-Werte) ausgeschlossen. Für $J_i=2 \rightarrow J=2$ sind die Q-Werte aus $A_2^{\text{mess}}(\gamma_1)$ und $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$ verträglich im Bereich $0 \leq Q(1926,8 \text{ keV}) \leq 0,022$. Das Mischungsverhältnis ergibt $-0,15 \leq \delta(1926,8 \text{ keV}) \leq +0,03$. Die vorliegende Messung legt also $J_i(2438,6 \text{ keV})=2$ fest.

1988,5 keV-511,8 keV Kaskade

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,2644 \pm 0,0371 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = -0,0940 \pm 0,0763$$

bzw.

$$A_2^{\text{mess}}(1988,5 \text{ keV}) = -0,4424 \pm 0,0621 \text{ und}$$

$$A_4^{\text{mess}}(1988,5 \text{ keV}) = +0,0879 \pm 0,0714 .$$

A_2^{mess} und A_4^{mess} schließen $J_i=0 \rightarrow J=2$ aus. Da A_4^{mess} positiv ist (innerhalb der einfachen Fehlergrenzen), muß auch $J_i=2 \rightarrow J=2$ als unwahrscheinlich angesehen werden.

Für $J_i=1 \rightarrow J=2$ ergibt sich Verträglichkeit für $Q=0,187 \pm 0,028$ bzw. $\delta(1988,5 \text{ keV}) = -0,479 \pm 0,044$. Die von Avignone und Pinkerton [39] gemachte Annahme $J_i(2500,4 \text{ keV})=2$ läßt sich jedoch durch das vorliegende Meßergebnis nicht eindeutig ausschließen, da der zulässige Wertebereich von $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$ nahe an $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1) \leq 0$ heranreicht. Nimmt man $J_i(2500,4 \text{ keV})=2$ als gegeben an, dann folgt daraus, daß der 1988,5 keV-Übergang vom Typ M1 mit höchstens geringfügigen E2-Anteilen ist.

2112,6 keV-511,8 keV Kaskade

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,3278 \pm 0,0383 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +1,0702 \pm 0,0636$$

bzw.

$$A_2^{\text{mess}}(2112,6 \text{ keV}) = -0,5486 \pm 0,0641 \text{ und}$$

$$A_4^{\text{mess}}(2112,6 \text{ keV}) = -1,0011 \pm 0,0595 .$$

Diese beiden Werte legen (obwohl A_{44} gerade knapp an den theoretischen Wert heranreicht) eindeutig $J_1=0$ fest, also $J_1^\pi(2624,4 \text{ keV})=0^{(+)}$.

2194,8 keV-511,8 keV Kaskade

$$A_{22}^{\text{mess}} = -0,3015 \pm 0,0809 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = -0,2496 \pm 0,1348 .$$

Aus diesen Werten folgt für den 2194,8 keV-Übergang:

$$A_2^{\text{mess}}(2194,8 \text{ keV}) = +0,5045 \pm 0,1354 \text{ und}$$

$$A_4^{\text{mess}}(2194,8 \text{ keV}) = +0,2335 \pm 0,1261 .$$

Diese Werte schließen $J_1=0 \rightarrow J=2$ aus; aber auch für $J_1=1 \rightarrow J=2$ sowie für $J_1=2 \rightarrow J=2$ läßt sich kein Bereich von Q finden, der gleichzeitig mit $A_2^{\text{mess}}(\gamma_1)$ und $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$ verträglich ist. Damit ist keine der vom β^- -Zerfall her in Frage kommenden Drehimpulsquantenzahlen mit den vorliegenden Daten vereinbar.

Nach Strutz et al. [21] existiert im Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$ neben dem 2194,8 keV-Übergang (vom Anregungszustand bei $E=2706,6 \text{ keV}$ ausgehend) auch ein energetisch eng benachbarter Übergang mit der Übergangsenergie $E_\gamma=2193,2 \text{ keV}$. Strutz et al. nehmen an, daß dieser Übergang über das 1128,0 keV-Zwischen-niveau mit dem 616,2 keV-Übergang koinzident ist (damit auch mit 511,8 keV!) und vom Anregungsniveau bei $E=3312,2 \text{ keV}$ ausgeht.

In den späteren Arbeiten von Marsol, Ardisson [23] und Hsue et al. [63] ist ein derartiger γ -Übergang jedoch nicht aufgeführt.

Unter der Annahme der Richtigkeit der Angabe von Strutz et al. [21] besteht die gemessene Richtungs-

korrelationsfunktion damit aus der Überlagerung der Richtungskorrelationen der Kaskaden:

2194,8 keV-511,8 keV und

2193,2 keV-616,2 keV-511,8 keV.

Die Auswertung solcher überlagerten Korrelation setzt die Kenntnis vieler Parameter, hier u.a. speziell auch der Daten des 616,2 keV-Zwischenübergangs der γ_1 - γ_3 -Kaskade 2193,2 keV-(616,2 keV)-511,8 keV (vgl. Abschnitt 3.1.2) voraus.

Die endgültige Auswertung wird deshalb an späterer Stelle (vgl. Abschnitt 7.5) vorgenommen.

2309,4 keV-511,8 keV Kaskade

Diese Kaskade ist mit einer relativen Häufigkeit von $W(2309,4/511,8) = (2 \dots 3) \cdot 10^{-5}$ (nach [24], [69]) in ihrer Intensität vergleichbar mit der Kaskade 1489,2 keV-511,8 keV. Sie ist - wie zu erwarten - in der vorliegenden Messung statistisch schlecht gesichert. Die aus der Messung bestimmten Richtungskorrelationskoeffizienten

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,1361 \pm 0,2111 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = -0,3446 \pm 0,3911$$

bzw.

$$A_2^{\text{mess}}(2309,4 \text{ keV}) = -0,2277 \pm 0,3532 \text{ und}$$

$$A_4^{\text{mess}}(2309,4 \text{ keV}) = +0,3224 \pm 0,3659$$

schließen jedoch $J_i=0$ aus (der entsprechende theoretische Wert $A_4(\gamma_1) = -1,0690$ liegt nicht im Bereich von $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$). Für die Folgen $J_i=1 \rightarrow J=2$ sowie $J_i=2 \rightarrow J=2$ läßt sich hingegen je ein Bereich des Mischungsparameters Q angeben, für den Übereinstimmung aus $A_2^{\text{mess}}(\gamma_1)$ und $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$ besteht.

$$(J_i=1: \quad 0,02 \leq Q(\gamma_1) \leq 0,26 \text{ bzw. } \delta(\gamma_1) = -0,37 \pm 0,22;$$

$$J_i=2: \quad 0 \leq Q(\gamma_1) \leq 0,14 \text{ bzw. } -0,15 \leq \delta(\gamma_1) \leq +0,41.)$$

Die vorliegenden Meßergebnisse lassen also

$$J_1(2821,2 \text{ keV})=1,2 \text{ zu.}$$

2318,0 keV-511,8 keV Kaskade

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,2643 \pm 0,0786 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +1,1718 \pm 0,1394$$

bzw.

$$A_2^{\text{mess}}(2318,0 \text{ keV}) = -0,4423 \pm 0,1316 \text{ und}$$

$$A_4^{\text{mess}}(2318,0 \text{ keV}) = -1,0962 \pm 0,1304$$

sind nur mit der Spinfolge $J_1=0 \rightarrow J=2$ verträglich.

(Der Bereich von $A_2^{\text{mess}}(\gamma_1)$ liegt allerdings knapp oberhalb des theoretischen Wertes $A_2(\gamma_1)=-0,5976$.)

Für den Anregungszustand bei $E=2829,8 \text{ keV}$ liefert die vorliegende Messung damit eindeutig

$$J_1^{\pi}(2829,8 \text{ keV})=0^{(+)}$$

Das gleiche gilt für die

2366,5 keV-511,8 keV Kaskade

Die Werte

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,3241 \pm 0,0563 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +1,2179 \pm 0,0950$$

bzw.

$$A_2^{\text{mess}}(2366,5 \text{ keV}) = -0,5423 \pm 0,0943 \text{ und}$$

$$A_4^{\text{mess}}(2366,5 \text{ keV}) = -1,1393 \pm 0,0889$$

legen eindeutig $J_1^{\pi}(2878,3 \text{ keV})=0^{(+)}$ fest.

2390,9 keV-511,8 keV Kaskade

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,3158 \pm 0,0702 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +0,0881 \pm 0,1322 .$$

Für den 2390,9 keV-Übergang folgt daraus

$$A_2^{\text{mess}}(2390,9 \text{ keV}) = -0,5285 \pm 0,1175 \text{ und}$$

$$A_4^{\text{mess}}(2390,9 \text{ keV}) = -0,0824 \pm 0,1237 .$$

Das niedrige $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$ schließt die Annahme $J_i=0 \rightarrow J=2$ aus. Für $J_i=1 \rightarrow J=2$ ergibt sich aus $A_2^{\text{mess}}(\gamma_1)$ und $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$ kein Bereich von Q , der gleichzeitig mit beiden Meßwerten verträglich ist.

Für die Folge $J_i=2 \rightarrow J=2$ lassen sich die Meßergebnisse mit dem Wertebereich $0 \leq Q(\gamma_1) \leq 0,044$ vereinbaren. Das entspricht einem Mischungsverhältnis $-0,215 \leq \delta(2390,9 \text{ keV}) \leq 0$ und legt $J_i(2902,7 \text{ keV})=2$ fest.

2406,0 keV-511,8 keV Kaskade

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,3235 \pm 0,0430 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +0,0665 \pm 0,0773$$

bzw. für den 2406,0 keV-Übergang

$$A_2^{\text{mess}}(2406,0 \text{ keV}) = -0,5413 \pm 0,0720 \text{ und}$$

$$A_4^{\text{mess}}(2406,0 \text{ keV}) = -0,0622 \pm 0,0723 .$$

Analog zur vorigen Kaskade werden $J_i=0 \rightarrow J=2$ (durch den niedrigen Wert für $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$) sowie $J_i=1 \rightarrow J=2$ eindeutig ausgeschlossen (Unverträglichkeit der Bereiche für $Q(2406,0 \text{ keV})$).

Für die Spinfolge $J_i=2 \rightarrow J=2$ stimmen die Q -Werte aus $A_2^{\text{mess}}(\gamma_1)$ und $A_4^{\text{mess}}(\gamma_1)$ im Bereich $0,002 \leq Q(2406,0 \text{ keV}) \leq 0,031$ überein.

Damit liefert dieses Meßergebnis die Zuordnung $J_i^{\pi}(2917,8 \text{ keV})=2^{(+)}$ mit dem Mischungsverhältnis für den 2406,0 keV-Übergang $\delta(2406,0 \text{ keV})=-0,11 \pm 0,07$.

7.3 616,2 keV-511,8 keV Kaskade überlagert mit der 621,8 keV-511,8 keV Kaskade

Die Messung dieser überlagerten Korrelation wurde durchgeführt in der Meßreihe mit dem Energiefenster E2 des Einkanaldiskriminators im NaJ(Tl)-Zweig auf den beiden γ -Energien $E_\gamma=616,2$ keV und $E_\gamma=621,8$ keV (vgl. Fig. 8). Die Koinzidenzen beider Übergänge mit dem 511,8 keV-Übergang sind daher in der 511,8 keV-Totalabsorptions-Linie enthalten. Die gemessene Richtungskorrelationsfunktion stellt die Überlagerung der Korrelationen der Kaskaden

Ⓐ 616,2 keV-511,8 keV und Ⓑ 621,8 keV-511,8 keV

dar. Die Spinfolgen beider Kaskaden sind bekannt (vgl. Abschnitte 2.2; 7.2.1):

$$\text{Ⓐ } J_1^{\pi}=2^{+} \xrightarrow[M1/E2]{616,2 \text{ keV}} J^{\pi}=2^{+} \xrightarrow[E2]{511,8 \text{ keV}} J_f^{\pi}=0^{+}$$

$$\text{Ⓑ } J_1^{\pi}=0^{+} \xrightarrow[E2]{621,8 \text{ keV}} J^{\pi}=2^{+} \xrightarrow[E2]{511,8 \text{ keV}} J_f^{\pi}=0^{+}$$

Aus der Messung wurden für die überlagerte Korrelation die folgenden Koeffizienten bestimmt:

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,3223 \pm 0,0073 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +1,0750 \pm 0,0149 .$$

Nach Gl. (6.14) besteht folgender Zusammenhang mit den Richtungskorrelationskoeffizienten $A_{kk}^{\text{Ⓐ}}$ und $A_{kk}^{\text{Ⓑ}}$ der Korrelationen Ⓐ und Ⓑ :

$$A_{kk}^{\text{mess}} = (A_{kk}^{\text{Ⓐ}} + (W^{\text{Ⓑ}}/W^{\text{Ⓐ}})A_{kk}^{\text{Ⓑ}})/(1 + W^{\text{Ⓑ}}/W^{\text{Ⓐ}}) \quad (7.2)$$

mit $W^{\text{Ⓐ}}$, $W^{\text{Ⓑ}}$: relative Häufigkeit der Kaskaden Ⓐ bzw. Ⓑ. Die Verwendung von Gl. (7.2) setzt die Gültigkeit annähernd gleicher Ansprechwahrscheinlichkeiten ϵ (vgl. Abschnitt 6.4) des NaJ(Tl)-Detektors für den 616,2 keV- und 621,8 keV-Übergang voraus.

Der relative Fehler $\frac{|\varepsilon_{616} - \varepsilon_{621}|}{\varepsilon}$ ist bei den vorliegenden Meßverhältnissen in diesem Energiebereich $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} < 1\%$. In guter Näherung kann daher Gl. (7.2) zur weiteren Rechnung herangezogen werden.

Die theoretischen Koeffizienten $A_{kk}^{(b)}$ der Kaskade $^{(b)}$ sind nach Gl. (3.8) und Gl. (3.11) bekannt:

$$A_{22}^{(b)} = F_2(2202) \cdot F_2(2202) = +0,3571 \quad (7.3)$$

$$A_{44}^{(b)} = F_4(2202) \cdot F_4(2202) = +1,1428$$

Die gesuchten Koeffizienten der Kaskade $^{(a)}$ lassen sich dann aus Gl. (7.2) bestimmen, sofern das Verhältnis der relativen Häufigkeiten $(W^{(b)}/W^{(a)})$ im Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$ bekannt ist. Neuere, aus Messungen mit Halbleiterdetektoren gewonnene und in der Literatur veröffentlichte Werte für $W^{(b)}$ und $W^{(a)}$ sind in der folgenden Tab. 7.1 zusammengestellt:

(Die angegebenen relativen Häufigkeiten sind auf den 511,8 keV-Übergang bezogen.)

$W^{(a)}$ 616,2 keV-511,8 keV	$W^{(b)}$ 621,8 keV-511,8 keV	Autor
$(3,5 \pm 0,3) \%$	$(48,5 \pm 1) \%$	Rao, Fink [19]
$(3,2 \pm 0,2) \%$	$(47,7 \pm 0,5) \%$	Odru [74]
$(3,37 \pm 0,27) \%$	$(47,6 \pm 1,5) \%$	Strutz et al. [21]
$(3,45 \pm 0,19) \%$	$(48,3 \pm 0,5) \%$	Martin, Blichert-Toft [70]
3,38 %	47,1 %	Meixner [69]
$(3,8 \pm 0,2) \%$	$(47,6 \pm 2,3) \%$	Marsol, Ardisson [23]
$(4,3 \pm 0,6) \%$	$(51,5 \pm 2,8) \%$	Hsue et al. [63]

Tab. 7.1: Relative Häufigkeiten der γ -Kaskaden 616,2-511,8 keV und 621,8-511,8 keV in $^{106}_{46}\text{Pd}$ nach Zerfall von $^{106}_{45}\text{Rh}$ (bezogen auf den Grundzustandsübergang der Energie $E=511,8$ keV)

Die Angaben sind in chronologischer Reihenfolge aufgeführt. Die 5 Messungen [19]...[69] sind bereits bis einschließlich 1971 durchgeführt und veröffentlicht worden. Lediglich die beiden letzten Untersuchungen von Marsol, Ardisson [23] (1973) sowie Hsue et al. [63] (1975) sind jüngeren Datums. Vergleicht man die aus Tab. 7.1 resultierenden Verhältnisse $W^{(b)}/W^{(a)}$ der Kaskadenhäufigkeiten, so zeigen die Werte

$$W^{(b)}/W^{(a)} = 13,9 [19]; 14,9 [74]; 14,1 [21]; 14,0 [70]; \\ 13,9 [69]; 12,5 [23] \text{ und } 12,0 [63]$$

einen charakteristischen Gang: Die jüngeren Untersuchungen liefern jeweils kleinere Werte. Unter der Annahme, daß durch Weiterentwicklung der Ge(Li)-Detektoren (mit z.B. erhöhter Möglichkeit der Herstellung großvolumigerer Detektoren) sowie durch Fortschritte in der Meßtechnik die Meßgenauigkeiten erhöht werden konnten, scheinen die Ergebnisse der jüngeren Untersuchungen (bei gleichzeitiger Kenntnis der früheren Arbeiten) zuverlässiger zu sein.

Aus diesem Grund wird hier der Wert von Hsue et al. [63]

$$W^{(b)}/W^{(a)} = 12,0 \pm 1,8 \quad (7.4)$$

zur weiteren Auswertung verwendet.*

Aus Gl. (7.2) ergeben sich unter Verwendung von (7.3) und (7.4) die Richtungskorrelationskoeffizienten der Kaskade (a) (616,2 keV-511,8 keV):

*Die Verwendung des gewogenen Mittels führt zu Ergebnissen, die stark abweichen sowohl von denjenigen der vorliegenden Auswertung aus anderen Kaskaden als auch von den Ergebnissen anderer Autoren (vgl. im folgenden):

$$\begin{aligned} A_{22}^{(a)} &= -0,0953 \pm 0,1137 \\ A_{44}^{(a)} &= +0,2614 \pm 0,2289 \end{aligned} \quad (7.5)$$

Die Fehler erscheinen hier im Vergleich zur Auswertung einer einzelnen Korrelation relativ groß, da 1.) die Fehler $\Delta A_{kk}^{\text{mess}}$ der überlagerten Korrelation allein der intensitätsschwachen Kaskade (a) zugeordnet werden und 2.) der Fehler des verwendeten Literaturwerts (7.4) ebenfalls relativ groß ($\approx 15\%$) ist.

Aus (7.5) folgt nach Gl. (3.21) für den 616,2 keV-Übergang

$$\begin{aligned} A_2^{(a)}(616,2 \text{ keV}) &= +0,1595 \pm 0,1903 \\ A_4^{(a)}(616,2 \text{ keV}) &= -0,2445 \pm 0,2141 \end{aligned} \quad (7.6)$$

Vergleicht man diese Werte mit den Ergebnissen

$A_2^{\text{mess}}(616,2 \text{ keV}) = -0,0606 \pm 0,0350$ und
 $A_4^{\text{mess}}(616,2 \text{ keV}) = -0,3053 \pm 0,0326$ aus Abschnitt 7.2.1.2, so zeigen die Werte $A_k^{(a)}$ Gl. (7.6) neben einer Änderung in positive Richtung auch die resultierenden größeren Fehler, d.h. eine Erweiterung des zulässigen Wertebereichs der Koeffizienten $A_k(\gamma_1)$. Damit verbunden resultiert ein entsprechend größerer Bereich für den Mischungsparameter $Q(616,2 \text{ keV})$:

$A_2^{(a)}(616,2 \text{ keV})$ und $A_4^{(a)}(616,2 \text{ keV})$ sind mit der Annahme $J_1=2 \rightarrow J=2$ in den Wertebereichen

$$0,100 \leq Q(616,2 \text{ keV}) \leq 0,342 \quad (7.7)$$

und

$$0,959 \leq Q(616,2 \text{ keV}) \leq 1 \quad (\delta \text{ positiv})$$

bzw.

$$0,985 \leq Q(616,2 \text{ keV}) \leq 1 \quad (\delta \text{ negativ})$$

verträglich.

An dieser Stelle ist anzumerken, daß die Auswertung in

Abschnitt 7.2.1.2 zwar schärfere Aussagen liefert ($Q(616,2 \text{ keV}) \approx 0,978 \pm 0,008$), aber mit der prinzipiellen Schwierigkeit der strukturellen Trennung zweier energetisch benachbarter Totalabsorptionslinien verbunden ist; wobei erschwerend hinzukommt, daß die höherenergetische Nachbarlinie um eine Größenordnung intensiver ist und daß zudem noch (aufgrund der unterschiedlichen Typen der Korrelationen) das Verhältnis beider Linien von der jeweils eingestellten Winkelstellung abhängt.

Im vorliegenden Falle einer Auswertung aus einer einzelnen Totalabsorptionslinie ohne strukturelle Trennung der Anteile sind die Bedingungen insoweit günstig, als daß die dominierende Korrelation der Kaskade (b) eindeutig bekannt ist und zudem das Verhältnis der Kaskadenintensitäten von verschiedenen Autoren in der Literatur veröffentlicht ist. Eine solche Auswertung wie die hier angegebene hat zur Konsequenz, daß zwar einerseits die Fehlergrenzen für die intensitätsschwache Kaskade relativ groß werden aber andererseits die systematischen Fehler als Folge des unvollständigen Ansatzes zur strukturellen Trennung (Zweipeakansatz) vermieden werden. Im weiteren werden daher statt der Ergebnisse von Abschnitt 7.2.1.2 für den γ -Übergang mit $E_\gamma = 616,2 \text{ keV}$ die Werte von (7.6) verwendet.

Der aufgrund des großen Fehlers $\Delta A_4^{(a)}$ nicht eindeutig bestimmte Wertebereich für $Q(616,2 \text{ keV})$ in Gl. (7.7) kann durch Vergleich mit anderen Meßergebnissen weiter eingeschränkt werden. Aus allen bisherigen Meßergebnissen (vgl. Abschnitt 8.3) geht übereinstimmend der überwiegende E2-Charakter des $616,2 \text{ keV}$ -Übergangs hervor ($|S(616,2 \text{ keV})| > 1$ bzw. $Q(616,2 \text{ keV}) > 0,5$). Damit scheidet in (7.7) der Bereich $0,100 \leq Q(616,2 \text{ keV}) \leq 0,342$ aus. Aus $0,959 \leq Q(616,2 \text{ keV}) \leq 1$ (dieser Bereich umfaßt beide Bereiche für positives und negatives Mischungsverhältnis) geht hervor, daß der E2-Anteil des Strahlungsfeldes im Bereich von ca.

96...100% liegt.

Für das entsprechende Mischungsverhältnis $\delta(616,2 \text{ keV})$ ergibt sich dabei

$$\delta(616,2 \text{ keV}) \leq -8,0 \quad \text{oder} \quad \delta(616,2 \text{ keV}) \geq +4,8 \quad (7.8)$$

Zur weiteren Klärung des 616,2 keV-Übergangs kann eine weitere Messung der Meßreihe II (Energiefenster E2 im NaJ(Tl)-Kreis, vgl. Fig. 8) herangezogen werden: Die Kaskade 873,0 keV-616,2 keV über den E=1128,0 keV-Zwischenzustand.

Der Spin $J_i(2001,0 \text{ keV})=0^{(+)}$ des Ausgangszustand dieser Kaskade ist gesichert (vgl. Abschnitt 2.2); damit kann aus den gemessenen Richtungskorrelationskoeffizienten der Kaskade $J_i^{\pi}=0^{(+)} \xrightarrow[E2]{873,0 \text{ keV}} J^{\pi}=2^{+} \xrightarrow[M1/E2]{616,2 \text{ keV}} J_f^{\pi}=2^{+}$ der Anteil des 616,2 keV-Übergangs analog zum Auswerteverfahren der Kaskaden über das 511,8 keV-Zwischen-niveau (vgl. Abschnitt 7.2) gewonnen werden. Aus den Meßwerten

$$A_{22}^{\text{mess}} = -0,1153 \pm 0,0099 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +0,3959 \pm 0,0164$$

folgt für den 616,2 keV-Übergang

$$A_2^{\text{mess}}(616,2 \text{ keV}) = +0,1929 \pm 0,0166$$

$$A_4^{\text{mess}}(616,2 \text{ keV}) = -0,3703 \pm 0,0153.$$

Der Wertebereich von $A_2^{\text{mess}}(616,2 \text{ keV})$ ist verträglich mit dem Wertebereich des Mischungsverhältnisses

$$-24,9 \leq \delta(616,2 \text{ keV}) \leq -14,5 \quad (7.9)$$

Der Vergleich von (7.9) mit (7.8) zeigt, daß die relative Phase des Mischungsverhältnisses negativ ist. Der Bereich $(616,2 \text{ keV}) \leq -8,0$ aus (7.8) umfaßt auch den Bereich aus (7.9) und kann daher im weiteren als zu-

sammengefaßtes Ergebnis der vorliegenden Untersuchungen für den 616,2 keV-Übergang angesehen werden.*

Verwendet man dieses Ergebnis des 616,2 keV-Übergangs zur weiteren Auswertung, dann kann die (unter Abschnitt 7.4 folgende) Auswertung der Kaskaden über den 1128,0 keV ($J^\pi=2^+$)-Zwischenzustand ebenfalls analog derjenigen erfolgen, die in Abschnitt 7.2 für die Kaskaden über den 511,8 keV ($J^\pi=2^+$)-Zwischenzustand verwendet wurde.

Der 616,2 keV-Übergang wird charakterisiert durch

$$\delta(616,2 \text{ keV}) \leq -9,0 \quad \text{bei } J^\pi=2^+ \rightarrow J^\pi=2^+. \quad (7.10)$$

Als zweiter Übergang in den Kaskaden über das 1128,0 keV-Zwischenniveau ergeben sich dafür die folgenden $A_K(616,2 \text{ keV})$ -Koeffizienten:

$$\begin{aligned} A_2(616,2 \text{ keV}) &= +0,1993 \pm 0,0712 \\ A_4(616,2 \text{ keV}) &= -0,3031 \pm 0,0023. \end{aligned} \quad (7.11)$$

7.4 Kaskaden über den 1128,0 keV ($J^\pi=2^+$)-Zwischenzustand

873,0 keV-616,2 keV Kaskade

$$A_{22}^{\text{mess}} = -0,1153 \pm 0,0099 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +0,3959 \pm 0,0164$$

Wertet man diese Kaskade dahingehend aus, daß (unter Kenntnis des 616,2 keV-Anteils) der 873,0 keV-Übergang bestimmt wird, dann ergeben sich aus (7.11) die Koeffizienten $A_K^{\text{mess}}(873,0 \text{ keV})$:

* Dieses Ergebnis stimmt näherungsweise auch mit dem in Abschnitt 7.2.1.2 erhaltenen Wert $\delta(616,2 \text{ keV}) = -7,0 \pm 1,4$ überein.

$$A_2^{\text{mess}}(873,0 \text{ keV}) = -0,5785 \pm 0,2126$$

$$A_4^{\text{mess}}(873,0 \text{ keV}) = -1,3062 \pm 0,0550 .$$

Der große negative A_4^{mess} -Wert schließt die Spinfolgen $J_1=1 \rightarrow J=2$ sowie $J_1=2 \rightarrow J=2$ eindeutig aus. Für $J_1=0 \rightarrow J=2$ ist der A_4^{mess} -Wert ebenfalls zu groß; er läßt sich jedoch mit keiner anderen als der Spinfolge $J_1=0 \rightarrow J=2$ auch nur annähernd vereinbaren. Der A_2^{mess} -Wert ist mit dieser Folge in Übereinstimmung. Die Zuordnung $J_1^{\pi}(2001,0 \text{ keV})=0^{(+)}$ wird damit bestätigt. Dieses Ergebnis klärt zugleich die Verhältnisse bei der 1489,2 keV-511,8 keV Kaskade (Abschnitt 7.2.1), die demnach vom Typ $J_1^{\pi}=0^{+} \xrightarrow{E2} J^{\pi}=2^{+} \xrightarrow{E2} J_f^{\pi}=0^{+}$ ist.

1114,4 keV-616,2 keV Kaskade

Die Koinzidenz-Totalabsorptionlinie im Energiebereich bei 1108...1114 keV umfaßt als überlagerte Korrelation die beiden Kaskaden

- Ⓐ 1108,8 keV-621,8 keV
- und
- Ⓑ 1114,4 keV-616,2 keV.

Diese Totalabsorptionslinie wird hauptsächlich durch die Untergrundstruktur der aufgrund von Compton-wechselwirkung (im Energiefenster E_2) höherenergetischer γ -Übergänge (z.B. 873,6 keV-Übergang) mitregistrierten intensitätsstarken 1128,0 keV-Linie (nicht in Fig. 1 eingezeichnet) beeinflußt. (Das Verhältnis der registrierten Koinzidenzen in den Totalabsorptionslinien 1128,0 keV und (1108,8+1114,4) keV beträgt abhängig von der Winkelstellung eine Größenordnung.) Die strukturelle Trennung durch Dreipeak-Ansatz (vgl. Abschnitt 5.3.1) im Auswertebereich von 1100...1140 keV (Linien bei (1108,8+1114,4) keV; 1128,0 keV und 1133,6 keV) läßt daher für den Anteil

(1108,8+1114,4) keV einen großen Fehler erwarten.
Die in diesem Anteil enthaltenen Kaskaden (a) und (b) haben den gleichen Ausgangszustand bei E=2242,4 keV (Kaskade (a) ist in Fig. 1 nicht dargestellt, vgl. aber [21], [23], [24], [63]).

Die Korrelation (a) mit der Spinfolge

$$J_1^{\pi} \xrightarrow{1108,8 \text{ keV}} J^{\pi}=0^{+} \xrightarrow[52]{621,8 \text{ keV}} J_f^{\pi}=2^{+}$$

verläuft über das $J^{\pi}=0^{+}$ -Zwischenniveau bei E=1133,6 keV.

Die Richtungsverteilung eines solchen Kaskade ist isotrop, d.h. $A_{22}^{(a)} \equiv 0$ und $A_{44}^{(a)} \equiv 0$.

Die relativen Häufigkeiten beider Kaskaden sind aus der Literatur bekannt; neuere Werte sind in Tab. 7.2 zusammengestellt:

(Intensitäten bezogen auf den 511,8 keV-Übergang := 100%.)

$W^{(a)}$ 1108,8 keV/621,8 keV	$W^{(b)}$ 1114,4 keV/616,2 keV	Autor
$(0,025 \pm 0,003)\%$	$(0,026 \pm 0,005)\%$	Strutz et al. [21]
$(0,022 \pm 0,002)\%$	$(0,037 \pm 0,005)\%$	Marsol, Ardisson [23]
$(0,026 \pm 0,004)\%$	$(0,036 \pm 0,005)\%$	Hsue et al. [63]

Tab. 7.2: Relative Häufigkeiten der γ -Kaskaden bezogen auf den 511,8 keV-Übergang (:=100%)
1108,8 keV-621,8 keV sowie 1114,4 keV-616,2 keV
im ^{106}Pd nach Zerfall von ^{106}Rh

Aus diesen Daten wird für das Verhältnis $W^{(a)}/W^{(b)}$ der Mittelwert verwendet:

$$W^{(a)}/W^{(b)} = 0,76 \pm 0,19.$$

Die Richtungskorrelationskoeffizienten $A_{kk}^{(b)}$ der 1114,4 keV-616,2 keV Kaskade erhält man nach Gl. (7.2):

Aus den Koeffizienten der überlagerten Korrelation

$$A_{22}^{\text{mess}} = +0,1612 \pm 0,1124 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = -0,1637 \pm 0,1920$$

ergeben sich die Werte

$$A_{22}^{(b)} = +0,2837 \pm 0,2002 ; \quad A_{44}^{(b)} = -0,2881 \pm 0,3393 .$$

Die A_K -Koeffizienten des 1114,4 keV-Übergangs werden unter Verwendung von (7.11) bestimmt:

$$A_2^{(b)}(1114,4 \text{ keV}) = +1,4235 \pm 1,1259$$

und

$$A_4^{(b)}(1114,4 \text{ keV}) = +0,9505 \pm 1,1195$$

Die Annahme $J_i=0 \rightarrow J=2$ wird durch beide Wertebereiche ausgeschlossen. Für die beiden Spinfolgen $J_i=1 \rightarrow J=2$ und $J_i=2 \rightarrow J=2$ lassen sich jedoch Bereiche von $Q(1114,4 \text{ keV})$ finden, die mit den Meßergebnissen verträglich sind.

Für $J_i=1 \rightarrow J=2$ besteht Übereinstimmung im Bereich $0 \leq Q(1114,4 \text{ keV}) \leq 0,9110$ entsprechend $0 \leq \delta(1114,4 \text{ keV}) \leq +3,2$. Für $J_i=2 \rightarrow J=2$ ergibt sich $0,2915 \leq Q(1114,4 \text{ keV}) \leq 0,5534$ entsprechend $+0,64 \leq \delta(1114,4 \text{ keV}) \leq +1,11$.

1180,6 keV-616,2 keV Kaskade

Diese Kaskade ist bei der vorgegebenen Meßdauer statistisch schlecht gesichert. (Ihre relative Häufigkeit im $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfall beträgt $\approx 8 \cdot 10^{-5}$ [24].)

Die Richtungskorrelationskoeffizienten

$$A_{22}^{\text{mess}} = -0,0739 \pm 0,1024 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +0,0142 \pm 0,1671$$

ergeben unter Verwendung von (7.11) für den 1180,6 keV-Übergang

$$A_2(1180,6 \text{ keV}) = -0,3708 \pm 0,5306$$

$$A_4(1180,6 \text{ keV}) = -0,0468 \pm 0,5513 .$$

Der $A_4(1180,6 \text{ keV})$ -Bereich schließt die Annahme $J_i=0 \rightarrow J=2$ aus. Für $J_i=1 \rightarrow J=2$ besteht Übereinstimmung mit $0,0176 \leq Q(1180,6 \text{ keV}) \leq 0,5401$ bzw. $-1,08 \leq \delta(1180,6 \text{ keV}) \leq -0,13$. Für $J_i=2 \rightarrow J=2$ ergibt sich Verträglichkeit mit $0 \leq Q(1180,6 \text{ keV}) \leq 1$ bzw. $\delta(1180,6 \text{ keV})$ negativ oder $\delta(1180,6 \text{ keV}) \leq +0,5$. Zur Klärung der Spinfolge kann die Messung an der $1796,7 \text{ keV}$ - $511,8 \text{ keV}$ Kaskade herangezogen werden: Die Auswertung dieser vom gleichen Ausgangszustand ausgehenden Kaskade liefert die Zuordnung $J_i(2308,6 \text{ keV})=2$ (vgl. Abschnitt 7.2.2). Demgemäß ist für den $1180,6 \text{ keV}$ -Übergang der mit $J_i=2 \rightarrow J=2$ verträgliche Bereich des Mischungsverhältnisses $\delta(1180,6 \text{ keV})$ zutreffend.

1496,4 keV-616,2 keV Kaskade

Die Korrelation der $1496,4 \text{ keV}$ - $616,2 \text{ keV}$ Kaskade ist Teil einer überlagerten Korrelation mit der Tripel-Kaskade $1498,2 \text{ keV}$ -($429,0 \text{ keV}$)- $616,2 \text{ keV}$. Von dieser sind das Mischungsverhältnis $\delta(429,0 \text{ keV})$ des Zwischenübergangs sowie der Spin $J_i(3055,2 \text{ keV})$ des Ausgangsniveaus nicht bekannt bzw. nicht eindeutig gesichert. Das Verhältnis der relativen Häufigkeiten beider Kaskaden ist jedoch günstig für eine Auswertung der $1496,4 \text{ keV}$ - $616,2 \text{ keV}$ Kaskade, da sich in der überlagerten Korrelation überwiegend die Richtungsverteilung der häufigeren $1496,4 \text{ keV}$ - $616,2 \text{ keV}$ Kaskade widerspiegelt. Aus neueren in der Literatur veröffentlichten Intensitätsdaten ergeben sich für $W(1496,4/616,2)/W(1498,2/616,2)$ die Werte $5,3$ [23]; $7,1$ [24]; $11,1$ [63].

Wird auf die Korrektur der A_{kk}^{mess} -Koeffizienten gemäß Gl. (7.2) verzichtet, dann kann man näherungsweise die gemessenen Koeffizienten

$$A_{22}^{\text{mess}} = -0,0314 \pm 0,0326 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = +0,2712 \pm 0,0547$$

der Kaskade $1496,4 \text{ keV}$ - $616,2 \text{ keV}$ zuordnen.

Unter Verwendung von (7.11) folgen die A_k -Koeffizienten des 1496,4 keV-Übergangs:

$$A_2(1496,4 \text{ keV}) = -0,1576 \pm 0,1730$$

und

$$A_4(1496,4 \text{ keV}) = -0,8948 \pm 0,1806 .$$

Die großen negativen $A_4(1496,4 \text{ keV})$ -Werte sind allein mit der Annahme $J_i=0 \rightarrow J=2$ verträglich. Die Zuordnung $J_i^\pi(2624,4 \text{ keV})=0^{\left(\frac{1}{2}\right)}$ stimmt überein mit dem Ergebnis der Auswertung der 2112,6 keV-511,8 keV Kaskade (vgl. Abschnitt 7.2.2).

7.5 2194,8 keV-511,8 keV Kaskade in der überlagerten Korrelation mit 2193,3 keV-(616,2 keV)-511,8 keV

Die Auswertung der Korrelation 2194,8 keV-511,8 keV erfolgt unter der Annahme, daß die angeführte Korrelation Teil einer überlagerten Korrelation aus einer zweikomponentigen Kaskade (a) mit einer dreikomponentigen Kaskade (b) ist (vgl. Abschnitt 7.2.2):

$$(a) \quad 2194,8 \text{ keV}-511,8 \text{ keV}; \left(J_i^\pi \xrightarrow{M1/E2} J_{i=2}^\pi \xrightarrow{E2} J_{f=0}^\pi \right)$$

$$(b) \quad 2193,3 \text{ keV}-(616,2 \text{ keV})-511,8 \text{ keV};$$

$$\left(J_i^\pi \xrightarrow{M1/E2} J_{a=2}^\pi \xrightarrow{M1/E2} J_{b=2}^\pi \xrightarrow{E2} J_{f=0}^\pi \right).$$

Der Zwischenübergang $J_{a=2}^\pi \xrightarrow{616,2 \text{ keV}} J_{b=2}^\pi$ der Kaskade (b) ist in dieser Messung unbeobachtet. Die Richtungskorrelationskoeffizienten der überlagerten Korrelation sind

$$A_{22}^{\text{mess}} = -0,3015 \pm 0,0809 ; \quad A_{44}^{\text{mess}} = -0,2496 \pm 0,1348 .$$

Die Koeffizienten $A_{kk}^{(b)}$ der dreikomponentigen Kaskade

⑥ sind nach den Gl. (3.12), (3.13) (Abschnitt 3.1.2) zu bestimmen; zur eindeutigen Festlegung ist die Kenntnis der Spinfolge und der Mischungsverhältnisse der beteiligten γ -Übergänge (auch des hier unbeobachteten 616,2 keV-Übergangs) erforderlich.

Für das Mischungsverhältnis $\delta(616,2 \text{ keV})$ wird das Ergebnis $\delta(616,2 \text{ keV}) \leq -8,0$ (7.10) der Auswertung von Abschnitt 7.3 verwendet.

Der Spin $J_1(3321,3 \text{ keV})$ des Ausgangsniveaus der Kaskade

⑥ (energetisch höchster Zustand in Fig. 1) ist jedoch bisher nicht eindeutig bestimmt.

Strutz [21] schlägt aufgrund der Nichtbeobachtung des direkten Grundzustandsübergangs und wegen $\log ft=6,3$ für die direkte β^- -Einspeisung $J_1^\pi(3321,3 \text{ keV})=0^+$ vor.

Hsue [63] gibt $\log ft=5,9$ an und übernimmt

$J_1(3321,3 \text{ keV})=0$ aus einer bisher unveröffentlichten Arbeit von Okano und Kawase [72].

Nach dem gegenwärtigen Kenntnisstand können jedoch die Annahmen $J_1(3321,3 \text{ keV})=1,2$ nicht eindeutig ausgeschlossen werden.

Im folgenden wird die Bestimmung der Koeffizienten $A_{kk}^{(6)}$ deshalb in zwei getrennten Schritten durchgeführt:

Der eine (Abschnitt 7.5.1) enthält die Annahme $J_1^\pi(3321,3 \text{ keV})=0^{(+)}$ und damit $2193,3 \text{ keV} = \text{rein E2}$;

der zweite (Abschnitt 7.5.2) die Annahme

$J_1(3321,3 \text{ keV})=1$ oder 2 (das E2/M1-Mischungsverhältnis $\delta(2193,3 \text{ keV})$ ist unbekannt).

7.5.1 Kaskade ⑥ vom Typ

$$J_1^\pi=0^{(+)} \xrightarrow{\text{E2}} 2193,3 \text{ keV} \rightarrow J_a^\pi=2^+ \xrightarrow{\text{M1/E2}} 616,2 \text{ keV} \rightarrow J_b^\pi=2^+ \xrightarrow{\text{E2}} 511,8 \text{ keV} \rightarrow J_f^\pi=0^+$$

Die Koeffizienten $A_k^{(6)}$ für den ersten und den dritten Übergang sind in diesem Fall (reine E2-Übergänge) gleich:

$$A_k^{(b)}(\gamma_1) = A_k^{(b)}(\gamma_3) = F_k(2202).$$

Für den zweiten Übergang werden die nach Gl. (3.13) benötigten Wigner 6-j Symbole den Tabellen von Rotenberg et al. [12] entnommen:

$$\left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & 2 \\ 2 & 2 & 1 \end{matrix} \right\} = -\sqrt{2^{-2} \cdot 3^0 \cdot 5^{-2}} = -\sqrt{\frac{1}{4 \cdot 25}} = -\frac{1}{10};$$

$$\left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & 2 \\ 2 & 2 & 2 \end{matrix} \right\} = -\frac{3}{10}; \quad \left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & 4 \\ 2 & 2 & 1 \end{matrix} \right\} = +\frac{2}{15};$$

$$\left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & 4 \\ 2 & 2 & 2 \end{matrix} \right\} = +\frac{2}{35}; \quad \left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & 0 \\ 2 & 2 & 2 \end{matrix} \right\} = +\frac{1}{5}.$$

Die Koeffizienten $U_k^{(b)}(\gamma_2)$ ergeben sich damit in der Form

$$U_2^{(b)}(\gamma_2) = (1 + \delta^2(616,2 \text{ keV}))^{-1} \left(\frac{7 - 3\delta^2(616,2 \text{ keV})}{14} \right),$$

$$U_4^{(b)}(\gamma_2) = (1 + \delta^2(616,2 \text{ keV}))^{-1} \left(\frac{6\delta^2(616,2 \text{ keV}) - 14}{21} \right).$$

Aus Gl. (3.12) folgt damit

$$A_{22}^{(b)} = \frac{0,3571}{14} \left(\frac{7 - 3\delta^2(616,2 \text{ keV})}{1 + \delta^2(616,2 \text{ keV})} \right)$$

und (7.12)

$$A_{44}^{(b)} = \frac{1,1428}{21} \left(\frac{6\delta^2(616,2 \text{ keV}) - 14}{1 + \delta^2(616,2 \text{ keV})} \right).$$

Mit $\delta(616,2 \text{ keV})$ aus (7.10) folgen aus Gl. (7.12) die $A_{kk}^{(b)}$ -Koeffizienten

$$-0,0765 \leq A_{22}^{(b)} \leq -0,0726; \quad +0,3098 \leq A_{44}^{(b)} \leq +0,3265 \quad (7.13)$$

7.5.2 Kaskade (b) vom Typ

$$\underset{\pi}{J}_{i=1,2}^{(+)} \xrightarrow{M1/E2} \underset{\pi}{J}_a=2^{+} \xrightarrow{M1/E2} \underset{\pi}{J}_b=2^{+} \xrightarrow{E2} \underset{\pi}{J}_f$$

Die Koeffizienten sind in diesem Fall wegen des unbekannten Mischungsverhältnisses $\delta(2193,3 \text{ keV})$ nicht eindeutig bekannt. Daher wird für die Annahmen $J_1=1$ oder 2 der gesamte nach der Theorie mögliche Wertebereich der $A_k^{(b)}(\gamma_1)$ -Koeffizienten zugelassen:

$$J_1=1 \rightarrow J_a=2:$$

$$-0,9420 \leq A_2^{(b)}(\gamma_1) \leq +1,0615 ; \quad 0 \leq A_4^{(b)}(\gamma_1) \leq +0,7127$$

$$J_1=2 \rightarrow J_a=2:$$

$$-0,8157 \leq A_2^{(b)}(\gamma_1) \leq +0,5255 ; \quad -0,3054 \leq A_4^{(b)}(\gamma_1) \leq 0.$$

Führt man die Bestimmung der Koeffizienten $A_{kk}^{(b)}$ analog zu derjenigen in Abschnitt 7.5.1 durch, dann ergeben sich die folgenden Wertebereiche:

$$J_1=1: \quad -0,1206 \leq A_{22}^{(b)} \leq +0,1359 ; \quad -0,2177 \leq A_{44}^{(b)} \leq 0 \quad (7.14)$$

bzw.

$$J_1=2: \quad -0,1044 \leq A_{22}^{(b)} \leq +0,0673 ; \quad 0 \leq A_{44}^{(b)} \leq +0,0933 \quad (7.15)$$

7.5.3 Bestimmung der Koeffizienten $A_{kk}^{(a)}$

Die Bestimmung aus der überlagerten Korrelation wird analog zu Abschnitt 7.3 nach Gl. (7.2) durchgeführt. Die relativen Häufigkeiten der Kaskaden (a) und (b) werden wiederum der Literatur entnommen: (Intensitäten bezogen auf 511,8 keV-Übergang = 100%)

$W^{(a)}$	$W^{(b)}$	Autor
$(0,016 \pm 0,002)\%$	$(0,0066 \pm 0,0007)\%$	Strutz et al. [21]
$<(0,027 \pm 0,003)\%$	$(0,017 \pm 0,002)\%$	Bertrand [24]
$(0,013 \pm 0,002)\%$	$(0,0086 \pm 0,0009)\%$	Meixner [69]

Tab. 7.3: Relative Häufigkeiten der γ -Kaskaden (a) 2194,8 keV-511,8 keV und (b) 2193,3 keV-616,2 keV-511,8 keV in $^{106}_{46}\text{Pd}$ nach Zerfall von $^{106}_{45}\text{Rh}$ (bezogen auf den 511,8 keV-Übergang := 100%)

Die Verhältnisse $W^{(b)}/W^{(a)}$ aus den angegebenen Literaturwerten differieren in den Bereichen:

$$\textcircled{I} \quad \frac{W^{(b)}}{W^{(a)}} = 0,41 \pm 0,07 \text{ [21]} \quad \text{und} \quad \textcircled{II} \quad \frac{W^{(b)}}{W^{(a)}} = 0,66 \pm 0,12 \text{ [69]}.$$

Es erscheint daher sinnvoll, anstatt eines Mittelwerts beide Wertebereiche getrennt zu verwenden. Im folgenden werden daher die $A_{kk}^{(a)}$ -Koeffizienten der 2194,8 keV-511,8 keV Kaskade in zwei Gruppen bestimmt. (Gruppe $\textcircled{I}$ mit $W^{(b)}/W^{(a)}$ nach [21] und Gruppe $\textcircled{II}$ mit $W^{(b)}/W^{(a)}$ nach [69].)

Es ergeben sich damit die Bereiche:

Für die Annahme $J_1(3321,3 \text{ keV})=0$ ($A_{kk}^{(b)}$ -Werte Gl. (7.13))

Gruppe $\textcircled{I}$	Gruppe $\textcircled{II}$
$-0,5105 \leq A_{22}^{(a)} \leq -0,2786$	$-0,5897 \leq A_{22}^{(a)} \leq -0,3130$
$-0,6801 \leq A_{44}^{(a)} \leq -0,2849$	$-0,8640 \leq A_{44}^{(a)} \leq -0,3852$

Für die Annahme $J_1(3321,3 \text{ keV})=1$ ($A_{kk}^{(b)}$ -Werte Gl. (7.14))

Gruppe $\textcircled{I}$	Gruppe $\textcircled{II}$
$-0,5989 \leq A_{22}^{(a)} \leq -0,2609$	$-0,7344 \leq A_{22}^{(a)} \leq -0,2849$
$-0,5428 \leq A_{44}^{(a)} \leq -0,0726$	$-0,6401 \leq A_{44}^{(a)} \leq -0,0469$

Für die Annahme $J_1(3321,3 \text{ keV})=2$ ($A_{kk}^{(B)}$ -Werte Gl. (7.15))

Gruppe (I)	Gruppe (II)
$-0,5697 \leq A_{22}^{(a)} \leq -0,2674$	$-0,6863 \leq A_{22}^{(a)} \leq -0,2952$
$-0,5818 \leq A_{44}^{(a)} \leq -0,1610$	$-0,7034 \leq A_{44}^{(a)} \leq -0,1885$

7.5.4 Auswertung der $A_{kk}^{(a)}$ -Koeffizienten für die 2194,8 keV-511,8 keV Kaskade

Die Koeffizienten $A_k^{(a)}(2194,8 \text{ keV})$ werden aus den $A_{kk}^{(a)}$ nach dem (bei der Auswertung der Kaskaden über den 511,8 keV-Zwischenzustand angewandten) Verfahren in Abschnitt 3.2 bestimmt. Es ergeben sich die Wertebereiche

Annahme	Gruppe (I)	Gruppe (II)
$J_1(3321,3 \text{ keV})=0$		
	$+0,4662 \leq A_2^{(a)}(\gamma_1) \leq +0,8543$	$+0,5238 \leq A_2^{(a)}(\gamma_1) \leq +0,9868$
	$+0,2665 \leq A_4^{(a)}(\gamma_1) \leq +0,6362$	$+0,3603 \leq A_4^{(a)}(\gamma_1) \leq +0,8082$
$J_1(3321,3 \text{ keV})=1$		
	$+0,4366 \leq A_2^{(a)}(\gamma_1) \leq +1,0022$	$+0,4767 \leq A_2^{(a)}(\gamma_1) \leq +1,2289$
	$+0,0679 \leq A_4^{(a)}(\gamma_1) \leq +0,5078$	$+0,0439 \leq A_4^{(a)}(\gamma_1) \leq +0,5988$
$J_1(3321,3 \text{ keV})=2$		
	$+0,4475 \leq A_2^{(a)}(\gamma_1) \leq +0,9533$	$+0,4940 \leq A_2^{(a)}(\gamma_1) \leq +1,1484$
	$+0,1506 \leq A_4^{(a)}(\gamma_1) \leq +0,5442$	$+0,1763 \leq A_4^{(a)}(\gamma_1) \leq +0,6580$

Übereinstimmend zeigen alle Gruppen positive $A_4^{(a)}(2194,8 \text{ keV})$ -Koeffizienten. Dieses Ergebnis ist allein mit der Annahme $J_1(2706,6 \text{ keV})=1$ verträglich. Für diese Annahme von J_1 ergeben sich aus $A_2^{(a)}(2194,8 \text{ keV})$ und $A_4^{(a)}(2194,8 \text{ keV})$ folgende $Q(2194,8 \text{ keV})$ -Bereiche:

Annahme	Gruppe ①	Gruppe ②
$J_1(3321,3 \text{ keV})=0$	$0,64 \leq Q \leq 0,85$	$0,51 \leq Q \leq 0,83$
$J_1(3321,3 \text{ keV})=1$	$0,10 \leq Q \leq 0,17$ $0,49 \leq Q \leq 0,71$	$0,06 \leq Q \leq 0,84$
$J_1(3321,3 \text{ keV})=2$	$0,55 \leq Q \leq 0,76$	$0,25 \leq Q \leq 0,84$

Werden die Wertebereiche für jeweils eine der $J_1(3321,3 \text{ keV})$ -Spinzuordnungen zusammengefaßt, so ergeben sich die folgenden Wertebereiche für das Mischungsverhältnis $\delta(2194,8 \text{ keV})$:

$$\begin{aligned}
 +1,02 \leq \delta(2194,8 \text{ keV}) \leq +2,42 & \quad \text{wenn } J_1(3321,3 \text{ keV})=0 \\
 +0,26 \leq \delta(2194,8 \text{ keV}) \leq +2,29 & \quad \text{wenn } J_1(3321,3 \text{ keV})=1 \\
 +0,57 \leq \delta(2194,8 \text{ keV}) \leq +2,32 & \quad \text{wenn } J_1(3321,3 \text{ keV})=2
 \end{aligned}$$

Zusammengefaßt liefert die Auswertung der 2194,8 keV-511,8 keV Kaskade also die folgenden Ergebnisse:

- 1) Die Meßdaten A_{kk}^{mess} sind nur unter der Annahme, daß eine überlagerte Korrelation vorliegt, mit einer der vom β^- -Zerfall her in Frage kommenden Drehimpulsquantenzahl (für den $E=2706,6 \text{ keV}$ -Anregungszustand) vereinbar.
- 2) Dem Anregungszustand bei $E=2706,6 \text{ keV}$ ist die Drehimpulsquantenzahl $J_1^\pi(2706,6 \text{ keV})=1^{(+)}$ zuzuordnen.
- 3) Der γ -Übergang mit $E_\gamma=2194,8 \text{ keV}$ ist bezüglich seiner Multipolarität gemischt. Der Strahlungstyp ist $M1/E2$; der $E2$ -Anteil liegt im Bereich von ca. (6...85)%.

(Aufgrund einer Richtungskorrelationsmessung an der 2809,5 keV-511,8 keV Kaskade fanden Okano, Kawase [72] für den Spin des 3321,3 keV-Niveaus $J_1(3321,3 \text{ keV})=0$. Legt man diesen Wert zugrunde, dann ergibt sich der $E2$ -Anteil des 2194,8 keV-Übergangs im Bereich (51...85)%. Das entsprechende Mischungsverhältnis $\delta(2194,8 \text{ keV})$ liegt dann im Wertebereich $+1,02 \leq \delta(2194,8 \text{ keV}) \leq +2,42$.)

8 Übersicht über die Meßergebnisse und Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren

8.1 Richtungskorrelationskoeffizienten

In der folgenden Zusammenstellung Tab. 8.1 werden die aus der vorliegenden Messung bestimmten $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationskoeffizienten A_{kk}^{mess} und deren Fehler mit neueren, in der Literatur veröffentlichten Werten anderer Autoren verglichen. Dabei handelt es sich generell um Arbeiten, die ab 1967 veröffentlicht worden sind. Im einzelnen sind dies die Arbeiten von Weigt et al. [40], Koch et al. [41], Sato und Azuma [43], Singh [73], Hattula und Liukkonen [44], Avignone und Pinkerton [39], Okano und Kawase [72] (private Mitteilung) sowie Hsue et al. [63], [63a].

An dieser Stelle ist anzumerken, daß dem Verfasser der vorliegenden Arbeit nach Fertigstellung des Manuskripts eine private Mitteilung über die Arbeit von Okano und Kawase [72] zugeing. Die Zielstellung und Methode dieser Arbeit gleicht annähernd derjenigen der hier durchgeführten Untersuchungen. Aus diesem Grunde werden die Ergebnisse von Okano und Kawase erst im Rahmen dieses Abschnitts in die Diskussion miteinbezogen.

Die Richtungskorrelationskoeffizienten sind mit Meßanordnungen verschiedener Konzeption (NaJ(Tl)-NaJ(Tl); Ge(Li)-Ge(Li); Ge(Li)-NaJ(Tl)) gewonnen worden.

Im einzelnen wurden die folgenden Verfahren benutzt:

a) Messungen am Zerfall des $^{106m}_{47}\text{Ag}$:

Weigt et al. [40] Ge(Li)-Ge(Li)
Sato, Azuma [43] Ge(Li)-Ge(Li)

- b) Messungen am Zerfall des $^{106}_{45}\text{Rh}$:
- | | |
|--------------------------|---------------------------------|
| Koch et al. [41] | $\text{NaJ(Tl)}-\text{NaJ(Tl)}$ |
| Singh [73] | $\text{NaJ(Tl)}-\text{NaJ(Tl)}$ |
| Hattula et al. [44a] | $\text{NaJ(Tl)}-\text{NaJ(Tl)}$ |
| Avignone, Pinkerton [39] | $\text{Ge(Li)}-\text{NaJ(Tl)}$ |
| Okano, Kawase [72] | $\text{Ge(Li)}-\text{NaJ(Tl)}$ |
| Hsue et al. [63] | $\text{Ge(Li)}-\text{Ge(Li)}$ |
| (vorl. Arbeit [vA]) | $\text{Ge(Li)}-\text{NaJ(Tl)}$ |

Aus dem Vergleich der A_{kk} -Koeffizienten ist ersichtlich, daß die vorliegenden Meßergebnisse geringere Fehler zeigen als die der bisher durchgeführten Untersuchungen. Ausgenommen sind dabei die Ergebnisse von Okano, Kawase [72], bei denen die Fehler von gleicher Größenordnung wie die aus den vorliegenden Untersuchungen sind. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit im Falle der Kaskaden 616,2 keV-511,8 keV sowie 621,8 keV-511,8 keV nehmen eine Sonderstellung ein. Das Ergebnis der 616,2 keV-511,8 keV Kaskade beinhaltet zusätzliche Fehler aus Untersuchungen anderer Autoren zur Bestimmung der relativen Kaskadenhäufigkeit (vgl. Abschnitt 7.3), das Ergebnis der 621,8 keV-511,8 keV Kaskade enthält die zusätzlichen systematischen Fehleranteile des Zweipeak-Ansatzes bei der Entfaltung des Koinzidenzspektrums (vgl. Abschnitt 6).

Zu den Ergebnissen von Okano, Kawase [72] sind im allgemeinen Fehler angegeben, die in der gleichen Größenordnung liegen wie diejenigen der vorliegenden Messungen. Okano und Kawase haben speziell (analog zur Zielsetzung der vorliegenden Arbeit) die schwachen Kaskaden der höherenergetischen Anregungszustände in $^{106}_{46}\text{Pd}$ aus dem Zerfall von $^{106}_{45}\text{Rh}$ untersucht. Ihre Meßanordnung ist der hier eingesetzten ähnlich: Ge(Li) -Detektor fest, NaJ(Tl) -Detektor schwenkbar, Energiefenster auf dem 511,8 keV-Übergang im NaJ(Tl) -Spektrum, Routing-Betrieb. Unterschiede zur vorliegenden Unter-

Kaskaden $E_{\gamma_1}/\text{keV}-E_{\gamma_2}/\text{keV}$	A_{22}^{mess}	A_{44}^{mess}	Autoren
616,2-511,8	$-0,109 \pm 0,031$	$+0,236 \pm 0,037$	[76]
	$-0,039 \pm 0,043$	$+0,452 \pm 0,093$	[40]
	$+0,100 \pm 0,040$	$+0,310 \pm 0,007$	[41]
	$-0,018 \pm 0,025$	$+0,289 \pm 0,031$	[43]
	$-0,095 \pm 0,114^{**}$	$+0,261 \pm 0,229^{*})$	[vA] ^{*)}
621,8-511,8	$+0,320 \pm 0,023$	$+1,161 \pm 0,037$	[73]
	$+0,332 \pm 0,005$	$+1,060 \pm 0,008$	[41]
	$+0,347 \pm 0,008$	$+1,100 \pm 0,014$	[44a]
	$+0,269 \pm 0,072$	$+0,980 \pm 0,100$	[63a]
	$+0,357 \pm 0,009$	$+1,154 \pm 0,018$	[vA]
1050,1-511,8	$+0,103 \pm 0,011$	$+0,010 \pm 0,019$	[44a]
	$+0,015 \pm 0,053$	$+0,047 \pm 0,070$	[63a]
	$+0,0677 \pm 0,0046$	$+0,0226 \pm 0,0089$	[72]
	$+0,087 \pm 0,004$	$+0,008 \pm 0,009$	[vA]
1194,3-511,8	$+0,360 \pm 0,012$	$+1,230 \pm 0,022$	[39]
	$+0,279 \pm 0,204$	$+0,821 \pm 0,206$	[63a]
	$+0,273 \pm 0,048$	$+1,291 \pm 0,096$	[72]
	$+0,341 \pm 0,030$	$+1,248 \pm 0,051$	[vA]
873,0-616,2	$-0,159 \pm 0,007$	$+0,375 \pm 0,012$	[44a]
	$-0,103 \pm 0,010$	$+0,350 \pm 0,025$	[39]
	$-0,070 \pm 0,070$	$+0,224 \pm 0,092$	[63a]
	$-0,115 \pm 0,010$	$+0,396 \pm 0,016$	[vA]
1114,4-616,2	$+0,284 \pm 0,200^{**}$	$-0,288 \pm 0,339^{*})$	[vA] ^{*)}
1489,2-511,8	$+0,04 \pm 0,29$	$+0,66 \pm 0,62$	[vA]
1766,2-511,8	$+0,28 \pm 0,07$	$+1,90 \pm 0,50$	[39]
	$+0,345 \pm 0,029$	$+1,304 \pm 0,057$	[72]
	$+0,329 \pm 0,035$	$+1,209 \pm 0,060$	[vA]
1796,7-511,8	$+0,20 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,14$	[39]
	$+0,110 \pm 0,027$	$-0,003 \pm 0,053$	[72]
	$+0,128 \pm 0,030$	$+0,011 \pm 0,057$	[vA]
1926,8-511,8	$+0,22 \pm 0,08$	$+0,24 \pm 0,08$	[39]
	$+0,367 \pm 0,057$	$+0,039 \pm 0,112$	[72]
	$+0,289 \pm 0,062$	$+0,044 \pm 0,107$	[vA]

Kaskaden $E_{\beta_1}/\text{keV}-E_{\beta_2}/\text{keV}$	A_{22}^{mess}	A_{44}^{mess}	Autoren
1988,5-511,8	+0,24 $\pm$ 0,13	+0,30 $\pm$ 0,13	[39]
	+0,289 $\pm$ 0,027	-0,018 $\pm$ 0,052	[72]
	+0,264 $\pm$ 0,037	-0,094 $\pm$ 0,076	[vA]
2112,6-511,8	+0,44 $\pm$ 0,15	+1,60 $\pm$ 0,50	[39]
	+0,435 $\pm$ 0,397	+0,733 $\pm$ 0,512	[63a]
	+0,291 $\pm$ 0,022	+1,173 $\pm$ 0,043	[72]
	+0,328 $\pm$ 0,038	+1,070 $\pm$ 0,064	[vA]
2194,8-511,8	-0,44 $\pm$ 0,16 ^{**)}	-0,55 $\pm$ 0,31 ^{**)}	[vA] ^{*)}
2309,4-511,8	+0,14 $\pm$ 0,21	-0,34 $\pm$ 0,39	[vA]
2318,0-511,8	+0,193 $\pm$ 0,053	+1,520 $\pm$ 0,107	[72]
	+0,264 $\pm$ 0,079	+1,172 $\pm$ 0,139	[vA]
2366,5-511,8	+0,328 $\pm$ 0,024	+1,181 $\pm$ 0,048	[72]
	+0,324 $\pm$ 0,056	+1,218 $\pm$ 0,095	[vA]
2390,9-511,8	+0,262 $\pm$ 0,052	+0,083 $\pm$ 0,102	[72]
	+0,316 $\pm$ 0,070	+0,088 $\pm$ 0,132	[vA]
2406,0-511,8	+0,300 $\pm$ 0,028	+0,011 $\pm$ 0,054	[72]
	+0,324 $\pm$ 0,043	+0,067 $\pm$ 0,077	[vA]

[vA] = vorliegende Arbeit

*) = rechnerisch unter Verwendung von Literaturwerten der relativen Kaskadenhäufigkeiten

**) = rechnerisch unter Verwendung von Literaturwerten der relativen Kaskadenhäufigkeiten und der Annahme $J(3321,3 \text{ keV})=0$

Tab. 8.1: Übersicht über die neueren, bisher gemessenen Richtungskorrelationskoeffizienten A_{22}^{mess} und A_{44}^{mess} für ausgewählte Kaskaden im ^{106}Pd ^{46}Pd

suchung liegen in der Zahl der Meßstellungen, bei Okano und Kawase wurden die Winkelstellungen $\theta=90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ$ zwischen den Symmetrieachsen der Detektoren gewählt. Durch einen zweiten gleichartigen NaJ(Tl)-Detektor, der rechtwinklig zum ersten mitgeschwenkt wurde, konnte simultan der entsprechende Winkelbereich ($\theta=180^\circ, 210^\circ, 240^\circ, 270^\circ$) miterraßt werden. Allerdings wurden bei Okano und Kawase die Koinzidenzspektren bei $\theta=90^\circ$ mit $\theta=270^\circ$, $\theta=120^\circ$ mit $\theta=240^\circ$ sowie $\theta=150^\circ$ mit $\theta=210^\circ$ (und $\theta=180^\circ$ mit $\theta=180^\circ$) zusammengespeichert. Damit standen zur Anpassung der Richtungskorrelationsfunktion für jede Kaskade statt 7 nur 4 Meßwerte zur Verfügung.

8.2 Drehimpulsquantenzahlen und Paritäten

In Tab. 8.2 sind für ausgewählte Anregungszustände im $^{106}_{46}\text{Pd}$ die bisher bekannten oder vorgeschlagenen Drehimpulsquantenzahlen und Paritäten J^π aus neueren Veröffentlichungen zusammengestellt. Daneben werden die Ergebnisse der vorliegenden Messungen aufgeführt.

Alle Meßergebnisse der vorliegenden Arbeit dieser Anregungszustände mit Anregungsenergien bis einschließlich 2001,0 keV stehen im Einklang mit den bereits gesicherten Daten (vgl. Abschnitt 2).

Der Spin $J=2$ des 2242,4 keV-Anregungsniveaus (vgl. ebenda) wird durch das (unter Verwendung von Literaturwerten rechnerisch bestimmte) Ergebnis der Auswertung (Kaskade 1114,4 keV-616,2 keV, vgl. Abschnitt 7.4) zwar nicht eindeutig bestätigt, aber es besteht andererseits kein Widerspruch zu dieser Zuordnung. Der nach dem Meßergebnis aufgrund der relativ großen Fehler ebenfalls möglich erscheinende Wert $J(2242,4 \text{ keV})=1$ steht jedoch im Widerspruch zu neueren Untersuchungen anderer Autoren (vgl. Abschnitt 2.2).

Energie der Anregungs- zustände	Autor	Strutz [21]	Dittmer [31]	Rollinger [29]	Avignone [39]	Marshall [23]	Gocev [30]	Haue [63]	Okano [72]	Meßergebnisse	vorliegende Arbeit
511,8 keV		2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2	2 ⁺
1128,0 keV		2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2	2 ⁺
1133,6 keV		0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0	0 ⁺
1229,2 keV		4 ⁺	4 ⁺	4 ⁺	4 ⁺	4 ⁺	4 ⁺	4 ⁺	4 ⁺	4	4 ⁺
1561,9 keV		2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2	2 ⁺
1706,1 keV		0 ⁺	0,1 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0	0 ⁺
2001,0 keV		0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0	0 ⁺
2242,4 keV		1,2 [±]	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	1,2	2 ⁺
2278,0 keV		0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0	0 ⁺
2308,6 keV		1,2 ⁺	(2,3) ⁺	0 ⁺ ...5 ⁺	1,2,3 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	(2) ⁺	2 ⁺	2	2 ⁺
2438,6 keV		1,2 ⁺	(1,2) ⁺	(2) ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2	2 ⁺
2500,4 keV		0 ⁺	2,3 ⁺	2,3 ⁺	2 ⁺	(1,2) ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	1,(2)	2 ⁺
2624,4 keV		0 ⁺	1,2 ⁺	(2) ⁺	0 ⁺	(2,1) ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0	0 ⁺
2706,6 keV		1,2 ⁺	2 ⁺ , (3 ⁺)	0,1,4,5 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	(1,2) ⁺	(1,2) ⁺	1,2 ⁺	1	1 ⁺
2821,2 keV		2 ⁺	(1,2 ⁺)	2 ⁺ , (3 ⁺)	0 ⁺	2 ⁺	(1,2) ⁺	(1,2) ⁺	2 ⁺	1,2	2 ⁺
2829,8 keV		0 ⁺	0 ⁺ ...5 ⁺	(1,2 ⁺)	0 ⁺	(0...2) ⁺	0	0	0 ⁺	0	0 ⁺
2878,3 keV		2 ⁺	2 ⁺ , 3 ⁺	0,1,4,5 ⁺	0 ⁺	(0...2) ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0	0 ⁺
2902,7 keV		2 ⁺	2 ⁺	1,2,3,4 ⁺	1,2,3,4 ⁺	(2,1) ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2	2 ⁺
2917,8 keV		2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	(2,1)	2 ⁺	2 ⁺	2 ⁺	2	2 ⁺
3321,3 keV		0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0...2 [±]	0...2 [±]	0	0 ⁺	2	0 ⁺

Tab. 8.2: Spinquantenzahl und Parität ausgewählter Anregungszustände in ¹⁰⁶Pd

So konnten z.B. Avignone und Pinkerton [39] durch $\gamma\gamma(\theta)$ -Messung die Spinfolge der vom 2242,4 keV-Niveau ausgehenden 1114,8 keV-1128,0 keV Kaskade eindeutig als $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ festlegen. Im Einklang mit den derzeit bekannten Zerfallsdaten wird daher $J^\pi(2242,4 \text{ keV}) = 2^{(+)}$ als zutreffend angesehen.

Der $J^\pi = 0^{(+)}$ -Charakter des angeregten Zustands mit der Anregungsenergie $E = 2278,0 \text{ keV}$ wird dagegen durch das vorliegende Meßergebnis eindeutig bestätigt und steht im Einklang mit den bisher veröffentlichten Meßergebnissen von Strutz et al. [21], Avignone und Pinkerton [39] sowie Okano und Kawase [72] (vgl. Abschnitt 2.2).

Der bisher strittige Spin des Anregungsniveaus bei 2308,6 keV (vgl. Tab. 2.1, Abschnitt 2.2) wird durch das Ergebnis der Richtungskorrelationsmessung an der 1796,7 keV-511,8 keV Kaskade eindeutig zu $J(2308,6 \text{ keV}) = 2$ bestimmt. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den (n, γ) -Untersuchungen von Coceva et al. [30] und bestätigt den aufgrund von Zerfallsdaten gemachten Vorschlag von Marsol und Ardisson [23]. Okano, Kawase [72] finden aus ihrer $\gamma\gamma(\theta)$ -Messung an der 1796,7 keV-511,8 keV Kaskade ebenfalls $J(2308,6 \text{ keV}) = 2$. Die Drehimpulsquantenzahl $J = 2$ des 2308,6 keV-Anregungszustands erscheint damit gesichert.

Für den 2438,6 keV-Anregungszustand wird das Ergebnis $J(2438,6 \text{ keV}) = 2$ von Avignone, Pinkerton [39] durch die vorliegende Messung an der 1926,8 keV-511,8 keV Kaskade eindeutig bestätigt. In Übereinstimmung mit den Vorschlägen von Marsol, Ardisson [23] sowie dem $\gamma\gamma(\theta)$ -Ergebnis von Okano, Kawase [72] wird damit die Drehimpulsquantenzahl $J = 2$ gesichert.

Das Ergebnis der $\gamma\gamma(\theta)$ -Messung an der

1988,5 keV-511,8 keV Kaskade gestattet allerdings keine Klärung des strittigen Spins für den 2500,4 keV-Zustand (vgl. Tab. 2.1).

Der Spin dieses Niveaus kann lediglich auf die Werte $J(2500,4 \text{ keV})=1,2$ eingeschränkt werden. Das Ergebnis $J=1$ steht im Widerspruch sowohl zu den Meßergebnissen der Richtungskorrelationsmessungen von Avignone, Pinkerton [39] und Okano, Kawase [72] als auch zu dem Ergebnis der (d,p)-Untersuchungen von Dittmer, Daehnick [31]. Dagegen steht das Ergebnis $J=2$ im Einklang mit diesen Messungen. $J=2$ kann als gerade noch verträglich mit der vorliegenden Richtungskorrelation (vgl. Abschnitt 7.2.2) bezeichnet werden. Für den 2500,4 keV-Zustand wird daher mit Rücksicht auf die anderen Meßergebnisse die Zuordnung $J(2500,4 \text{ keV})=2$ vorgeschlagen.

Die Auswertung der 2112,6 keV-511,8 keV Kaskade liefert für die Drehimpulsquantenzahl des 2624,4 keV-Zustands eindeutig $J(2624,4 \text{ keV})=0$. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den Richtungskorrelationsuntersuchungen von Avignone, Pinkerton [39], Okano, Kawase [72] und Hsue et al. [63]. Damit wird - im Gegensatz zu dem Ergebnis $J=(2)^+$ der (n, γ)-Untersuchungen von Bollinger, Thomas [29] - die Drehimpulsquantenzahl $J(2624,4 \text{ keV})=0$ eindeutig gesichert.

Der Spin des Anregungsniveaus mit $E=2706,6 \text{ keV}$ war bisher noch nicht bekannt (vgl. Abschnitt 2.2). Es liegt nur das mehrdeutige Meßergebnis der (n, γ)-Messungen von Bollinger, Thomas [29] vor; die Vorschläge von Strutz et al. [21] und Hsue et al. [63] (aufgrund von γ -Zerfallsdaten und log ft-Werten) grenzen die möglichen Werte auf $J(2706,6 \text{ keV})=1,2$ ein. Marsol, Ardisson [23] legen aufgrund der Beobachtung von γ -Übergängen aus diesem Niveau sowohl in $J^\pi=0^+$ - und $J^\pi=2^+$ -Zustände als auch in das $J^\pi=4^+$ -Niveau bei 1229,2 keV die Annahme $J(2706,6 \text{ keV})=2$ nahe. Der gleiche

Wert erscheint ohne nähere Begründung in der Arbeit von Avignone, Pinkerton [39]. Die Auswertung der vorliegenden $\gamma\gamma(\theta)$ -Messung an der 2194,8 keV-511,8 keV Kaskade (vgl. Abschnitt 7.5) gestattet eine Klärung und liefert erstmals das eindeutige Ergebnis $J(2706,6 \text{ keV})=1$. Verbunden damit ist die Bestätigung der von Strutz et al. [21] vermuteten Existenz des γ -Übergangs mit der Übergangsenergie $E_{\gamma}=2193,2 \text{ keV}$ zwischen den Anregungszuständen mit $E=3321,2 \text{ keV}$ und $E=1128,0 \text{ keV}$ (im Gegensatz zu Marsol, Ardisson [23] und Hsue et al. [63]). $J(2706,6 \text{ keV})=1$ ist zugleich verträglich mit den Meßergebnissen von Bollinger und Thomas [29] (vgl. Tab. 2.1).

Die Drehimpulsquantenzahl des 2821,2 keV-Anregungszustandes wird durch das Ergebnis der Messung an der 2309,4 keV-511,8 keV Kaskade auf die Werte $J(2821,2 \text{ keV})=1,2$ eingeschränkt. Eine eindeutige Festlegung ist aufgrund der schlechten statistischen Sicherung der vorliegenden Messung nicht möglich. In Übereinstimmung mit der aus Zerfallsdaten gewonnenen Annahme von Strutz et al. [21] sowie dem Meßergebnis von Dittmer, Daehnick [31] an einem Niveau bei $E=2815,0 \text{ keV}$ (vermutlich mit dem 2821,2 keV-Niveau identisch) wird $J(2821,2 \text{ keV})=2$ als wahrscheinlich zutreffend angesehen.

Die vorliegende Richtungskorrelationsmessung an der 2318,0 keV-511,8 keV Kaskade legt den Spin des 2829,8 keV-Anregungszustands eindeutig fest: $J(2829,8 \text{ keV})=0$. Damit wird das Ergebnis von Okano, Kawase [72] bestätigt und gleichzeitig im Einklang mit den Annahmen von Strutz et al. [21] sowie von Avignone, Pinkerton [39] die strittige Frage der Spinzuordnung (vgl. Abschnitt 2.2 und Tab. 8.2) geklärt.

Die Drehimpulsquantenzahl des 2878,3 keV-Niveaus wird aus der vorliegenden Richtungskorrelations-

messung an der 2366,5 keV-511,8 keV Kaskade ebenfalls eindeutig zu $J(2878,3 \text{ keV})=0$ bestimmt. Damit wird (in Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Okano und Kawase [72] sowie mit der unvollständigen Richtungskorrelationsmessung von Strutz et al. [21]) aus der Reihe der von verschiedenen Autoren ([23],[29],[31]) vorgeschlagenen Werte (vgl. Tab. 8.2) der Spin $J(2878,3 \text{ keV})=0$ festgelegt.

Die Drehimpulsquantenzahlen der Anregungszustände bei $E=2902,7 \text{ keV}$ und $E=2917,8 \text{ keV}$ konnten eindeutig bestimmt werden. Sowohl die $\gamma\gamma(\theta)$ -Messung an der 2390,9 keV-511,8 keV Kaskade als auch diejenige an der 2406,0 keV-511,8 keV Kaskade liefern eindeutige Spinzustände: $J(2902,7 \text{ keV})=2$ und $J(2917,8 \text{ keV})=2$. Diese Ergebnisse werden gestützt durch die $\gamma\gamma(\theta)$ -Messungen von Okano und Kawase [72]. Beide Ergebnisse bestätigen die aus Zerfallsdaten gefolgerten Annahmen von Strutz et al. [21], Hsue et al. [63], Marsol und Ardisson [23] und klären die mehrdeutigen Meßergebnisse von Dittmer, Daehnick [31] und Bollinger, Thomas [29] (vgl. Tab. 2.1, Tab. 8.2).

Die Paritäten aller im Rahmen dieser Arbeit interessierenden Zustände des $^{106}_{46}\text{Pd}$ müssen aus andersartigen Messungen bestimmt werden, polarisationsunempfindliche γ -Richtungskorrelationsmessungen geben darüber keine Auskunft. Übereinstimmend zeigen Kernreaktionsmessungen (z.B. (d,p)-Reaktionen [31]; ($\bar{n},\gamma$)-Reaktionen [29],[30]), Konversionsmessungen (z.B. [25],[26],[34]) und Linearpolarisations-Messungen (z.B. [40],[86]) sowie daneben auch indirekte Aussagen aus Messungen von Coulomb-Anregungen (z.B. [33],[32],[55],[56]) die positive Parität der niederenergetischen Zustände (bis einschließlich 2001,0 keV). Von den hier interessierenden höherenergetischen Anregungszuständen (vgl. Fig. 1) wurden z.B. durch die Messungen von Bollinger, Thomas [29] die positiven

Paritäten der Anregungsniveaus 2242,4 keV, 2438,6 keV, 2624,4 keV und 2917,8 keV bestimmt. Ebenfalls positive Parität bestimmten Dittmer, Daehnick [31] aus ihren (d,p)-Messungen für die Zustände bei 2308,6 keV, 2500,4 keV, 2821,2 keV, 2878,3 keV, 2902,7 keV und 2917,8 keV.

Die Parität der Anregungszustände bei 2278,0 keV ($J=0$), 2829,8 keV ($J=0$) und 3321,3 keV (vermutlich $J=0$) ist zwar bisher nicht gesichert, aber unter Berücksichtigung der $^{106}_{45}\text{Rh}$ -Zerfallsdaten und in Übereinstimmung mit den Vorschlägen anderer Autoren ([21],[23],[72]) ebenfalls als positiv anzusehen. Insbesondere ist der überwiegende Quadrupolanteil des 2194,8 keV-Übergangs (vgl. Abschnitt 7.5: für die Annahme $J_1(3321,3 \text{ keV})=0$) nur mit positiver Parität des 2706,6 keV-Anregungszustands zu deuten.

8.3 Multipolaritäten von γ -Übergängen

8.3.1 E2-Übergänge

Aufgrund der experimentell bestätigten Spinfolge $J^{\pi}_1=0^{+} \xrightarrow{\gamma_1} J^{\pi}=2^{+}$ werden (neben dem 511,8 keV-Grundzustandsübergang vom ersten Anregungsniveau) folgende γ -Übergänge als reine E2-Übergänge bestätigt: 621,8 keV; 873,0 keV; 1194,3 keV; 1489,2 keV; 1496,4 keV; 1766,2 keV; 2112,6 keV; 2318,0 keV und 2366,5 keV. Diese Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Okano, Kawase [72] und Avignone, Pinkerton [39]. Okano, Kawase stellen zusätzlich für Anregungszustände mit Energien über 2917,8 keV einen reinen E2-Charakter bei den Übergängen 2571,2 keV; 2651,6 keV; 2709,4 keV und 2809,5 keV fest.

8.3.2 M1/E2-Übergänge

Die Multipolmischungsverhältnisse $\delta(E2/M1)$ der "gemischten" γ -Übergänge werden im folgenden in der Konvention von Krane, Steffen [10] (alle Matrixelemente sind Emissionsmatrixelemente) angeführt.

8.3.2.1 616,2 keV-Übergang

Es liegt bereits eine große Zahl von Meßergebnissen zum Mischungsverhältnis $\delta(616,2 \text{ keV})$ vor. Diese stammen sowohl aus radioaktiven Zerfallsdaten (Zerfall von ^{106}Rh sowie ^{106m}Ag) als auch aus Coulombanregung sowie Kernausrichtungsexperimenten bei tiefen Temperaturen. Bisher ermittelte Werte sind in Tab. 8.3 zusammengestellt.

Autoren	Meßmethode	(Kaskade)	$\delta(616,2 \text{ keV})$
Robinson et al. [17] 1960	$^{106m}\text{Ag} : \gamma\gamma(\theta)$	(616-512)	$\delta \leq -15$
Koch et al. [41] 1967	$^{106}\text{Rh} : \gamma\gamma(\theta)$	(616-512)*	$\delta = -4,35 \pm 0,8$
Thompson et al. [76] 1968	$^{106m}\text{Ag} : \gamma\gamma(\theta)$	(616-512)	$ \delta \geq 11$
Weigt et al. [40] 1968	$^{106m}\text{Ag} : \gamma\gamma(\theta)$	(616-512)	$\delta \leq -8$
Hattula, Liukkonen [44] 1968	$^{106}\text{Rh} : \gamma\gamma(\theta)$	(873-616)	$\delta = -8,3 \pm 0,7$
Robinson et al. [32] 1969	$^{106}\text{Pd} : X, \gamma(\theta)$		$\delta = -(12 \pm 15)$
Sato, Azuma [43] 1972	$^{106m}\text{Ag} : \gamma\gamma(\theta)$	(616-512)	$\delta = -12,7 \pm 3,7$ $- 9,6$
Avignone, Pinkerton [39] 1973	$^{106}\text{Rh} : \gamma\gamma(\theta)$	(873-616)	$\delta = -27 \pm 12$ $- 26$
Hsue et al. [63] 1975	$^{106}\text{Rh} : \gamma\gamma(\theta)$	(873-616)	$\delta \leq -8$
Schoeters et al. [71] 1975	$^{106m}\text{Ag} : \text{Polar. Kern, } I_\gamma(\theta)$		$\delta = -9,9 \pm 1,8$ $- 4,2$
vorliegende Messung 1976	$^{106}\text{Rh} : \gamma\gamma(\theta)$	(616-512)* (873-616)	$\delta \leq -8$

Tab. 8.3: Übersicht über die Multipol-Mischungsverhältnisse $\delta(E2/M1)$ des 616,2 keV-Übergangs

(*Getrennt aus Überlagerung mit der 622-512 Kaskade)

Man erkennt die Übereinstimmung aller Meßergebnisse hinsichtlich der Dominanz des E2-Charakters.

Damit bleibt festzustellen, daß in Übereinstimmung zusammen mit den vorausgegangenen Messungen der 616,2 keV-Übergang als E2-Übergang mit maximal 1,5% M1-Beimischung anzusehen ist.

Die Voraussagen von Greiner [65] ($\delta_{\text{theor.}} \approx -2,96$) bezüglich des Mischungsverhältnisses dieses Übergangs (vgl. Abschnitt 2.3 und 2.4) können damit nicht bestätigt werden, der zugelassene M1-Anteil bleibt unter dem vorhergesagten Wert.

8.3.2.2 1050,1 keV-Übergang

Auch für diesen Übergang liegt eine Reihe von Meßwerten vorausgegangener Richtungskorrelationsuntersuchungen an der 1050,1 keV-511,8 keV Kaskade vor. Die Tab. 8.4 zeigt eine Zusammenstellung der Werte.

Autoren			$\delta(1050,1 \text{ keV})$
Klema, McGowan	[52]	1953	$0,20 \pm 0,01 \pm 0,21$
Weigt et al.	[40]	1968	$+0,19 \pm \delta \pm +0,22$
Hattula, Liukkonen	[44]	1968	$+0,18 \pm \delta \pm +0,21$
Okano, Kawase	[72]	1974	$\delta = +0,238 \pm 0,006$
Hsue et al.	[63]	1975	$\delta = +0,31 \pm 0,08$
vorliegende Messung		1976	$\delta = +0,213 \pm 0,006$

Tab. 8.4: Übersicht über die Multipol-Mischungsverhältnisse $\delta(E2/M1)$ des 1050,1 keV-Übergangs im ^{106}Rh -Zerfall

Alle Werte (mit Ausnahme des mit einem relativ großen Fehler angegebenen Ergebnisses von Hsue et al. [63]) liegen geschlossen beieinander. Sie stimmen in der Aussage überein, daß der 1050,1 keV-Übergang charakterisiert wird als überwiegend vom Typ M1 mit E2-Beimischung von ca. 5%.

Dieses Ergebnis spricht gegen die Deutung von Avignone,

Pinkerton [39], das Ausgangsniveau bei 1561,9 keV ($J^\pi=2^+$) als reinen Vibrationszustand (3-Phononen-Anregung) anzusehen. Für den Übergang auf den Einphononen-Zustand bei 511,8 keV ($J^\pi=2^+$) wäre in diesem Fall nicht der hohe, experimentell gesicherte M1-Anteil verständlich.

8.3.2.3 Übergänge von Zuständen mit Anregungsenergien größer als 2001,0 keV

Die Multipol-Mischungsverhältnisse der gemischten γ -Übergänge von höheren Niveaus werden im folgenden zusammengefaßt. Die Werte sind in Tab. 8.5 zusammengestellt.

In allen Fällen, wo Ergebnisse von Okano und Kawase [72], vorliegen, erkennt man eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit. (Ausnahme: beim 1988,5 keV-Übergang mußte der doppelte Fehler von A_{kk}^{mess} zugelassen werden (vgl. Abschnitt 7.2.2), um eine mit dem Spin $J^\pi(2500,4 \text{ keV})=2^{(+)}$ übereinstimmende Deutung zu ermöglichen.)

Die Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Okano und Kawase kann als zusätzliche Bestätigung der vorliegenden Richtungskorrelationsmessung gedeutet werden. Danach sind übereinstimmend die γ -Übergänge mit den Übergangsenergien 1796,7 keV, 1926,8 keV, 1988,5 keV, 2390,9 keV und 2406,0 keV als überwiegend vom Strahlungstyp M1 anzusehen.

Dies steht bei den Übergängen 1926,8 keV und 1988,5 keV im Widerspruch zu den Ergebnissen von Avignone, Pinkerton [39], die für diese beiden Übergänge einen starken E2-Charakter finden.

Aus der vorliegenden Arbeit gehen zusätzlich Aussagen über die Mischungsverhältnisse weiterer Übergänge hervor. Hierbei ist das Resultat für den 1180,6 keV-Übergang

Übergang	$\delta(E2/M1)$
<u>1114,4 keV</u> Avignone, Pinkerton [39] vorliegende Messung	$\delta \sim +1,5$ $+0,64 \leq \delta \leq +1,11$ für $J_i=2$
<u>1180,6 keV</u> vorliegende Messung	ausgeschlossener Bereich: $+0,55 \dots +12,5$
<u>1796,7 keV</u> Avignone, Pinkerton [39] Okano, Kawase [72] vorliegende Messung	$\delta = +0,06 \pm 0,04$ für $J_i=2$ $\delta = +0,18 \pm 0,04$ $\delta = +0,16 \pm 0,04$
<u>1926,8 keV</u> Avignone, Pinkerton [39] Okano, Kawase [72] vorliegende Messung	$-3,5 \leq \delta \leq -1,9$ $\delta = -0,18 \begin{smallmatrix} -0,12 \\ +0,10 \end{smallmatrix}$ $\delta = -0,06 \pm 0,09$
<u>1988,5 keV</u> Avignone, Pinkerton [39] Okano, Kawase [72] vorliegende Messung	$-4 \leq \delta \leq -1,5$ $\delta = -0,055 \pm 0,040$ $(\delta = -0,03 \pm 0,11)^*$ für $J_i=2$
<u>2194,8 keV</u> vorliegende Messung	$+1,02 \leq \delta \leq +2,42$ **
<u>2309,4 keV</u> vorliegende Messung	$\delta \leq +0,41$ $\delta \geq -0,15$ für $J_i=2$
<u>2390,9 keV</u> Okano, Kawase [72] vorliegende Messung	$\delta = -0,02 \pm 0,08$ $\delta = -0,11 \pm 0,11$
<u>2406,0 keV</u> Okano, Kawase [72] vorliegende Messung	$\delta = -0,07 \begin{smallmatrix} -0,05 \\ +0,04 \end{smallmatrix}$ $\delta = -0,11 \pm 0,07$

* mit doppelten Fehlern $\Delta A_{kk}^{\text{mess}}$; ** für $J_i(3321,3 \text{ keV})=0$

Tab. 8.5: Übersicht über die Multipol-Mischungsverhältnisse $\delta(E2/M1)$ für ausgewählte Übergänge im Zerfall des ^{106}Rh

aufgrund der schlechten statistischen Sicherung der 1180,6 keV-616,2 keV Kaskade (vgl. Abschnitt 7.4) allerdings auszuklammern.

Der 1114,4 keV-Übergang ist, in qualitativer Übereinstimmung mit Avignone und Pinkerton, als (E2+M1)-Übergang mit annähernd gleichen E2- und M1-Anteilen anzusehen.

Der 2309,4 keV-Übergang dagegen wird als überwiegender M1-Übergang gefunden, unabhängig davon, ob für J(2821,2 keV) der Wert 1 oder 2 angenommen wird.

Im Fall des 2194,8 keV-Übergangs kann aufgrund der Unsicherheit, die mit der Auswertung aus einer überlagerten Korrelation verbunden ist (vgl. Abschnitt 7.5), nur gefolgert werden, daß dieser Übergang kein reiner Multipolübergang M1 oder E2 ist. Legt man für den in die Auswertung eingehenden Spin des 3321,3 keV-Zustands das Meßergebnis $J^{\pi}(3321,3 \text{ keV})=0^{(+)}$ von Okano, Kawase [72] zugrunde, dann ist der 2194,8 keV-Übergang, wie in Tab. 8.5 angegeben, durch einen überwiegenden E2-Anteil charakterisiert.

9 Zusammenfassung

Die Ergebnisse der $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen haben neben der Bestätigung bereits bekannter Daten einen weiteren Beitrag zur Klärung des Zerfallsschemas des ^{106}Rh ($T_{1/2}=29,9$ s) geliefert. Die Messungen an Kaskaden aus den durch β^- -Übergang schwach angeregten Niederdreimpuls-Anregungszuständen hoher Energie führten zur Klärung mehrerer vermuteter oder strittiger Spinquantenzahlen und Mischungsverhältnisse $\delta(E2/M1)$. So wurden die Dreimpulsquantenzahlen der Zustände bei 2242,4 keV ($J^\pi=2^{(+)}$), 2308,6 keV ($J^\pi=2^{(+)}$), 2500,4 keV ($J^\pi=2^{(+)}$), 2624,4 keV ($J^\pi=0^{(+)}$), 2821,2 keV ($J^\pi=2^{(+)}$), 2829,8 keV ($J^\pi=0^{(+)}$), 2878,3 keV ($J^\pi=0^{(+)}$), 2902,7 keV ($J^\pi=2^{(+)}$) und 2917,8 keV ($J^\pi=2^{(+)}$) durch die vorliegenden Untersuchungen eindeutig festgelegt; einige davon unter Hinzunahme von Ergebnissen anderer Messungen. Der Dreimpuls des Zustands mit $E=2706,6$ keV wurde erstmals bestimmt: $J^\pi(2706,6 \text{ keV})=1^{(+)}$. Dies ermöglicht gleichzeitig eine Entscheidung über zwei entgegengesetzte Auffassungen über den Ursprung der 1476,2 keV-Linie. Während Marsol, Ardisson [23] diese als Übergang zwischen dem 2706,6 keV (J vermutet als 2)- und dem 1229,2 keV-Niveau ($J^\pi=4^+$) einordnen, weisen Hsue et al. [63] darauf hin, daß die 1476,2 keV-Linie sowohl ihrer Lage als auch ihrer Intensität nach als Escape-peak des 1988 keV-Übergangs aufzufassen ist. Legt man $J^\pi(2706,6 \text{ keV})=1^+$ zugrunde, dann wäre dem 1476,2 keV-Übergang zum 1229,2 keV-Niveau als Multipolarität $M3$ bzw. $E4$ zuzuordnen. Eine Weisskopf-Abschätzung zeigt jedoch, daß dann die Intensität dieses Übergangs um viele Größenordnungen kleiner sein müßte als die beobachtete. Dies stützt den Befund von Hsue et al. [63]. Mit dem Wert $J^\pi=1^{(+)}$ des 2706,6 keV-Niveaus ist gleichzeitig verbunden, den 2194,8 keV/511,8 keV Koinzidenz-peak als Doppelpeak (überlagerte Korrelation) zu deuten (vgl. die Abschnitte 7.2.2 und 7.5). Damit ge-

winnt der von Strutz et al. [21] aufgrund von Koinzidenzuntersuchungen angenommene Übergang zwischen dem 3321,3 keV- und dem 1128,0 keV-Niveau wieder an Bedeutung (vgl. [21]).

Die E2/M1-Mischungsverhältnisse der Übergänge 616,2 keV und 1050,1 keV konnten bestätigt werden. Der aus dem Greiner-Modell [65] vorhergesagte M1-Anteil des 616,2 keV-Übergangs konnte in Übereinstimmung mit anderen Autoren nicht bestätigt werden. Für 5 weitere Übergänge wurden die Ergebnisse von Okano und Kawase [72] bestätigt. Im Gegensatz zu dem Ergebnis von Avignone und Pinkerton [39] sind die Übergänge 1926,8 keV und 1988,5 keV als überwiegend M1 anzusehen. Die Mischungsverhältnisse der Übergänge mit den Energien von 2194,8 keV und 2309,4 keV wurden in der vorliegenden Arbeit erstmals grob bestimmt. Der Übergang 2194,8 keV ist als gemischt anzusehen, während sich der 2309,4 keV-Übergang als rein oder überwiegend M1 darstellt.

Hinsichtlich der modelltheoretischen Deutung sind durch die vorliegende Messung keine neuen Fakten hinzugekommen. Die Mehrzahl der in dieser Arbeit untersuchten Zustände relativ hoher Energie werden durch keines der Modelle in eindeutiger Weise klassifiziert. Die Bestimmung ihrer Drehimpulsquantenzahlen kann daher nicht unmittelbar auf die modelltheoretische Beschreibung zurückwirken.

Literaturverzeichnis

- [1] L.C.Biedenharn, M.E.Rose; Rev.Mod.Phys. 25,729 (1953)
- [2] S.Devons, J.B.Goldfarb; in "Handbuch der Physik"
(ed.S.Flügge) Vol. XLII,362 (1957)
Springer-Verlag Berlin
- [3] L.C.Biedenharn in "Nuclear Spectroscopy" Part.B
(ed.Ajzenberg-Selove),732 (1960)
Academic Press Inc. London
- [4] H.Frauenfelder, R.M.Steffen; in "Alpha-,Beta- and
Gamma-Ray Spectroscopy" (ed.K.Siegbahn) Vol. II,
Chap. XIX,997 (1965)
North Holland Publishing Co., Amsterdam
- [5] A.J.Ferguson; "Angular Correlation Methods in Gamma-
Ray Spectroscopy" (1965)
North Holland Publishing Co., Amsterdam
- [6] H.J.Rose, D.M.Brink; Rev.Mod.Phys.39, 306 (1967)
- [7] A.J.Ferguson in "Nuclear Spectroscopy and Reactions"
Part.C (ed.J.Cerny), Chap. VII.G,277 (1974)
Academic Press, New York and London
- [8] S.A.Moszkowski in "Alpha-,Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy"
(ed.K.Siegbahn) Vol. II, Chap. XV,863 (1965)
North Holland Publishing Co., Amsterdam
- [9] A.J.Becker, R.M.Steffen; Phys.Rev. 180,1043 (1969)
- [10] K.S.Krane, R.M.Steffen; Phys.Rev. C2,1,724 (1970)
- [11] M.Ferentz, N.Rosenzweig; in "Alpha-,Beta- and Gamma-
Ray Spectroscopy" (ed.K.Siegbahn) Vol. II, Appendix 8,
1687 (1965)
North Holland Publishing Co., Amsterdam
- [12] M.Rotenberg et al.: "The 3-j and 6-j Symbols"
The Technology Press, M.I.T.,Cambridge,Mass. (1959)
- [13] R.G.Arns, M.L.Wiedenbeck; Phys.Rev. 111,1631 (1958)
- [14] F.R.Metzger; Phys.Rev. 79,398 (1950)
- [15] E.D.Klema, F.K.McGowan; Phys.Rev. 92,1469 (1953)
- [16] D.E.Alburger, B.J.Toppel; Phys.Rev. 100,1357 (1955)
- [17] R.L.Robinson, F.K.McGowan, W.G.Smith; Phys.Rev. 119,1692
(1960)
- [18] R.S.Hager, E.C.Seltzer; Nucl.Data 4,397 (1968)

- [19] P.V.Rao, R.W.Fink; Nucl.Phys. A 103,385 (1967)
- [20] J.Vrzal, E.P.Grigorev et al.; Bull.Acad.Sci.USSR, Phys.Ser. 31,692 (1968)
- [21] K.-D.Strutz et al.; Z.Physik 221,231 (1969)
- [22] C.Marsol, O.Rahmouni, G.Ardisson; C.R.Acad.Sci.,Ser.B 275,805 (1972)
- [23] C.Marsol, G.Ardisson; Rev.Roum.Phys. 18,No.9,1101 (1973)
- [24] F.E.Bertrand "Nuclear Data Sheets for A=106" in Nucl.Data B13,397 (1974)
- [25] K.Takahashi et al.; Nucl.Phys. A 167,183 (1971)
- [26] E.Y.de Aisenberg, J.F.Suárez; Nucl.Phys. 83,289 (1966)
- [27] A.S.Basina et al.; Bull.Acad.Sci.USSR, Phys.Ser. 35, 728 (1972)
- [28] H.Inoue; J.Phys.Soc.Jap. 35,957 (1973)
- [29] L.M.Bollinger, G.E.Thomas; Phys.Rev. C2,1951 (1970)
- [30] C.Coceva et al.; Nucl.Phys. A 218,61 (1974)
- [31] D.L.Dittmer, W.W.Daehnick; Phys.Rev. 188,1881 (1969)
- [32] R.L.Robinson et al.; Nucl.Phys. A 124,553 (1969)
- [33] R.L.Robinson et al.; Phys.Rev. 146,816 (1966)
- [34] W.Scheuer et al.; Nucl.Phys. 54,221 (1964)
- [35] D.E.Alburger; Phys.Rev. 85,734 A (1952)
- [36] O.J.Segaert et al.; Nucl.Phys. 16,138 (1960)
- [37] T.J.Kennet, G.L.Keech; Nucl.Instr.Methods 24,109 (1963)
- [38] E.Beck; Nucl.Instr.Methods 76,77 (1969)
- [39] F.T.Avignone III, J.E.Pinkerton; Phys.Rev. C7,3,1238 (1973)
- [40] P.Weigt et al.; Nucl.Phys. A 122,577 (1968)
- [41] J.Koch et al.; Nucl.Phys. A 103,300 (1967)
- [42] L.I.Govor et al.; Nucl.Phys. A 245,13 (1975)
- [43] Y.Sato, T.Azuma; Annu.Rep.Radiat.Cent.Osaka 13,45 (1972) zitiert in [24]
- [44] J.Hattula, E.Liukonen; Ann.Acad.Sci.Fennicae,Ser. A VI,No.274 (1968)
- [44a] J.Hattula et al.; Nucl.Instr.Methods 65,77 (1968)
- [45] E.Brady, M.Deutsch; Phys.Rev. 74,1541 (1948)
- [46] M.Deutsch, F.Metzger; Phys.Rev. 74,1542 (1948)
- [47] M.Goldhaber, A.W.Sunyar; Phys.Rev. 83,906 (1951)
- [48] K.S.Krane; Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol.16,4, 384 (1975)

- [49] D.E.Alburger; Phys.Rev. 88,339 (1952)
- [50] J.J.Kraushaar; Phys.Rev. 85,727 (1952)
- [51] G.B.Arffen et al.; Phys.Rev. 86,413 (1952)
- [52] R.Sturm; Dissertation-Marburg 1971
- [53] F.W.Theile; Dissertation-Marburg 1971
- [54] P.H.Stelson, F.K.McGowan; Phys.Rev. 99,112 (1955)
- [55] P.H.Stelson, McGowan; Phys.Rev. 121,209 (1961)
- [56] D.Eccleshall et al.; Nucl.Phys. 37,377 (1962)
- [57] R.W.Hayward; Phys.Rev. 85,760 (1952)
- [58] E.P.Grigorjev et al.; Jadernaja Fisika 17,1121 (1973)
- [59] B.N.Beljaew et al. in: Tagungsberichte der 24. Konferenz
über Kernspektroskopie und Kernstruktur in Charkow 1974,
Akademie der Wissenschaften der UdSSR, Verlag "Nauka"
(Leningrader Abteilung), Leningrad 1974, S.70
- [60] P.H.Stelson, F.K.McGowan; Bull.Am.Phys.Soc. 2,267 (1957)
- [61] E.Kahn, W.S.Lyon; Phys.Rev. 92,902 (1953)
- [62] W.G.Smith; Phys.Rev. 122,1600 (1961)
- [63] S.T.Hsue et al.; Phys.Rev. C 12,582 (1975)
- [63a] H.S.Hsu, S.T.Hsue; Bull.Am.Phys.Soc. 17,467 (1972)
- [64] S.Raman, N.B.Gove; Phys.Rev. C 7,1995 (1973)
- [65] W.Greiner; Nucl.Phys. 80,417 (1966)
- [66] E.J.Konopinski: "The theory of Beta radioactivity"
Oxford at the Clarendon Press, 1966
- [67] N.B.Gove in "Nuclear Spin-Parity Assignments", S.83 ff
Academic Press, New York and London (1966)
- [68] G.K.Hubler et al.; Phys.Rev. C 9,1954 (1974)
- [69] Ch.Meixner: "Berichte der Kernforschungsanlage Jülich"
Nr. 811, Dezember 1971, Jül-811-RX Teil 1
- [70] M.J.Martin, P.H.Blichert-Toft; Nucl.Data Tables A 8,
No 1-2 (1970)
- [71] E.Schoeters et al.; Phys.Rev. C 12,5,1680 (1975)
- [72] K.Okano, Y.Kawase; Annu.Rep.Res.Reactor Inst. Kyoto Univ.
(private comm.) Vol. 7,62 (1974)
- [73] V.Singh; J.Phys.Soc.Jap. 29,1111 (1970)
- [74] P.Odru; Radiochim.acta 12,64 (1969)
- [75] P.L.Ferreira et al.; Phys.Rev. 136,1243 (1964)
- [76] M.L.Thompson et al.; Bull.Am.Phys.Soc. 13,227 (1968)
- [77] M.Scholz; Diplomarbeit-Marburg 1969

- [78] R.Thielmann; Dissertation-Marburg 1972
- [79] D.C.Camp, A.L.van Lehn; Nucl.Instr.Methods 76,192 (1969)
- [80] D.M.Brink et al.; Phys.Lett. 19,413 (1965)
- [81] M.Sakai; Atomic Data and Nuclear Data Tables 15,513 (1975)
- [82] U.Holzhauser; Diplomarbeit-Marburg 1972
- [83] A.S.Dawidow, A.A.Chaban; Nucl.Phys. 20,499 (1960)
- [84] W.Schäfer; Dissertation-Marburg 1976
- [85] E.P.Grigorjev et al.; Bull.Acad.Sci.USSR,Phys.Ser. 36, 63 (1972)
- [86] D.C.Stromswold et al.; Phys.Rev. C 13,1510 (1976)
- [87] R.O.Sayer et al.; Atomic Data and Nuclear Data Tables 15,85 (1975)
- [88] M.J.L.Yates; in "Alpha-,Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy" (ed.K.Siegbahn) Vol. II, Appendix 9,1691 (1965)

Lebenslauf

Geboren am 25. August 1939 in Potsdam. Meine Eltern sind der Buchhalter Gustav Scholz und seine Ehefrau Frieda, geb. Rothe.

Schulbeginn im Jahre 1945 in Potsdam. Abschluß der Schulzeit 1958 mit der Reifeprüfung an der Leibniz-Schule in Berlin. Anschließend Studium der Physik in Marburg. Abschluß des Studiums mit der Diplom-Prüfung im Jahre 1969.

Ab 1969 Mitglied der seinerzeitigen Arbeitsgruppe Kernspektroskopie (heute AG Kernphysik) unter Leitung von Dr. Sturm. Weiterführung von $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen auf der Marburger Richtungskorrelationsanlage. Seit 1973 wissenschaftlicher Angestellter mit Lehraufträgen im Fachbereich Physik.

Akademische Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten:

Bock, Cappeller, Doebner, Hückel, Kamke, Ludwig, Madelung, Petzold, Richter, Stuke, Sturm, Suchy, Vogt, Walcher, Wolter, Zickendraht in Physik;

Endl, Huckemann, Klingen, Kowalsky, Peyerimhoff, Schütte in Mathematik;

Brandt, Dimroth, Kuhn, Mahr, Pfeil, Seelig, Starke in Chemie.

difo-druck · 8600 bamberg
untere königstraße 30